

UNIVERSITE DU QUEBEC

MEMOIRE

PRESENTE A

L'UNIVERSITE DU QUEBEC A TROIS-RIVIERES

COMME EXIGENCE PARTIELLE

DE LA MAITRISE ES SCIENCES (PHYSIQUE)

PAR

RAYMOND VILLEMURE

B. Sp. SCIENCES (PHYSIQUE)

CONSTRUCTION ET MISE AU POINT D'UN APPAREIL INTERFEROMETRIQUE
A FAISCEAUX MULTIPLES POUVANT MESURER L'EPAISSEUR DE FILM MO-
NOMOLECULAIRE.

SEPTEMBRE 1978

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

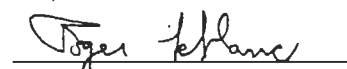
RESUME

Nous avons construit un appareil interférométrique à faisceaux multiples permettant de mesurer l'épaisseur de films déposés sur des lamelles microscopiques. Cet appareil détermine l'épaisseur de films de 1 à 1 000 nm avec une précision de ± 0.1 nm lorsque le premier ordre d'interférence est utilisé. Des mesures d'épaisseur sont obtenues pour l'arachidate de cadmium (2.66 ± 0.11 nm) et pour le rétinol (1.4 ± 0.3 nm). Les résultats sont comparables à ceux de référence, sauf pour le rétinol qui est un résultat inédit.

Les plans détaillés de chacune des composantes du système sont soigneusement décrits et leur mode de fonctionnement est expliqué. La technique interférométrique présentée dans le mémoire permet d'éliminer la différence de changement de phase sur la réflexion. Les différentes approches théoriques proposées permettent de tenir compte de la dispersion du changement de phase sur la réflexion.

Enfin, une discussion des résultats ainsi que des remarques en vue d'améliorer le rendement de l'appareil sont données dans la dernière partie du mémoire.


RAYMOND VILLEMURE


ROGER M. LEBLANC

REMERCIEMENTS

Je désire remercier sincèrement mon directeur de thèse, le Dr Roger M. Leblanc, pour le problème suggéré, les nombreux conseils donnés et la patience montrée dans la lecture attentive de ce travail.

J'exprime ma gratitude à tous mes professeurs et tout spécialement au Dr Adel F. Antippa et au Dr Tapan K. Bose pour la formation reçue ainsi qu'au Dr Félix G. De Forest pour ses conseils donnés lors de la rédaction de ce travail.

Je m'en voudrais d'oublier de souligner l'excellent travail fourni par l'équipe de l'atelier de mécanique de l'UQTR ainsi que les nombreux conseils en technique de fabrication donnés par Pierre Brassard et Raynald Gauvin.

Mes remerciements se dirigent ensuite à tout le Groupe de Recherche en Biophysique de l'UQTR et en particulier à deux collaborateurs, Lise Lemieux et Alain Tessier.

Je veux témoigner ma reconnaissance à Clairette Tessier pour la patience démontrée dans la dactylographie de ce travail ainsi qu'à Claude Daneau pour le perfectionnisme témoigné dans la transcription des figures à l'encre de Chine.

Finalement, mes remerciements s'adressent à mon épouse, Danielle, pour la facilité avec laquelle elle a accepté de laisser s'évanouir certains projets de vacances longuement préparés afin de me permettre de terminer la rédaction de ce travail.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	ii
TABLE DES MATIERES	iii
LISTE DES FIGURES	vi
LISTE DES TABLEAUX	viii
INTRODUCTION	1
 Chapitre I THEORIE	 4
1.1 Interféromètre à lames semi-argentées. Franges vues par réflexion	4
1.2 Correction pour la dispersion du changement de phase sur la réflexion	9
1.3 Mesures d'épaisseur de films.	10
1.4 Approximations.	14
1.5 La fonction Tau	16
1.6 Approche pour films minces.	20
 Chapitre II TECHNIQUE DE DEPOSITION DES MONOCOUCHEs ET PREPARATION DES LAMELLES.	 22
2.1 Le bain de Langmuir	22
2.1.1 Description	22
2.1.2 Calibration	26
2.2 Déposition des monocouches.	30
2.3 Préparation des lamelles.	34

Chapitre III	APPAREILLAGE INTERFEROMETRIQUE ET MANIPULATION . . .	35
3.1	Trajet lumineux.	35
3.2	Description détaillée des composantes de l'interféromètre. .	37
3.2.1	La source ponctuelle	37
3.2.2	Lentille, diaphragme et banc optique	38
3.2.3	Système contenant les plaques interférométriques	39
i	la section a	39
ii	la section b.	39
iii	la section c	44
iv	la section d.	44
v	la section e	44
3.2.4	Le microscope.	53
3.2.5	Le prisme, le support à prisme ainsi que le support pour la source ponctuelle	54
3.2.6	Le spectroscopie.	60
3.2.7	Système employé à produire un canal dans un film mince .	61
3.3	Manipulation	63
Chapitre IV	RESULTATS	64
4.1	Résultats obtenus avec l'arachidate de cadmium	64
4.1.1	La méthode du canal.	64
4.1.2	La méthode du saut à la limite de déposition	73
a)	Multicouches de 6 et 4 monocouches	73
b)	Multicouches de 2 monocouches formées sur une base de 5 monocouches.	77
4.2	Comparaison des résultats obtenus par la méthode du canal et celle de la marche.	84
4.3	Résultats obtenus avec le rétinol.	84c

DISCUSSION	85
CONCLUSION	88
BIBLIOGRAPHIE.	89
 APPENDICE A	
Caractéristiques et provenances des matériaux formant le bain de Langmuir	92
 APPENDICE B	
Provenances des composés et composantes utilisés lors de la préparation des lamelles.	94
 APPENDICE C	
Provenances des composantes interférométriques. . . .	95

LISTE DES FIGURES

1. Interféromètre à lames semi-argentées. Franges vues par réflexion.	5
2. A) Canal produit dans le film.	11
B) Saut à la limite de déposition.	11
3. Discontinuité vue dans les franges de même ordre.	12
4. Méthode graphique permettant de mesurer l'épaisseur d'un film . . .	18
5. Bain de Langmuir vu dans un plan vertical	23
6. Bain de Langmuir vu dans un plan horizontal	24
7. Courbe de calibration du Bain de Langmuir	28
8. Courbe de pression de surface pour l'arachidate de cadmium.	31
9. A) Trajet lumineux	36
B) Schéma de l'appareillage interférométrique.	36
10. Système contenant les plaques interférométriques.	40
11. Plan détaillé de la section a.	41
12. Plan détaillé de la section b premièrement utilisée.	42
13. Plan détaillé de la section b dernièrement utilisée.	43
14. Plan détaillé de la section c vue dans un plan horizontale supérieur et dans deux plans verticaux.	45
15. Plan détaillé de la section c vue dans un plan horizontal inférieur	46
16. Plan détaillé de la section d vue dans un plan horizontal supérieur	47
17. Plan détaillé de la section d vue dans le plan vertical gauche. . .	48
18. Plan détaillé de la section d vue dans le plan vertical nous faisant face.	49
19. Plan détaillé de la section e comprenant les aiguilles et les bou- lons secondaires.	50

20. Plan détaillé de la section e comprenant le tube de laiton et le boulon principal	51
21. Plan détaillé de la base des supports à prisme et à source . . .	55
22. Plan détaillé de la section verticale fixe des supports à prisme et à source.	56
23. Plan détaillé de la section verticale mobile des supports à prisme et à source.	57
24. Plan détaillé de la section horizontale du support recevant le pris- me	58
25. Plan détaillé de la section horizontale recevant la source ponc- tuelle	59
26. Schéma du système employé pour produire un canal dans un film ou dans une multicouche	62
27. Méthode du saut à la limite de déposition pour une multicouche formée sur une base plus longue de monocouches	74
28. Epaisseurs moyennes pour une monocouche mesurées à différents en- droits sur les lamelles	82a

LISTE DES TABLEAUX

I	Calibration du système de balancier.	27
II	Rapports de déposition.	32
III	Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 5, 9, 17, 1 et 7 monocouches.	65
IV	Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 9, 11, 13 et 15 monocouches.	66
V	Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 5, 1, 9 et 9 monocouches.	67
VI	Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 11, 13 et 15 monocouches.	68
VII	Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 15 et 19 monocouches.	69
VIII	Résultats obtenus par la méthode du canal pour une multicouche de 17 monocouches.	70
IX	Epaisseurs mesurées pour une marche de 6 monocouches déposée sur une base de 9.	75
X a)	Résultats obtenus pour une marche de 4 monocouches déposée sur une base de 9.	76
b)	Résultats obtenus pour une marche de 4 monocouches déposée sur une base de 5.	76
XI	Epaisseurs mesurées à 5 endroits différents pour une marche de 2 monocouches déposée sur une base de 5.	78

XII	Epaisseurs mesurées à 3 endroits différents pour une marche de 2 monocouches déposée sur une base de 5	79
XIII	Epaisseurs mesurées à 5 endroits différents pour une marche de 2 monocouches déposée sur une base de 5	80
XIV	Epaisseurs moyennes pour une monocouche mesurée à différents en- droits sur les lamelles.	82
XV	Epaisseur d'une monocouche pour deux différents sels de l'acide arachidique	83

INTRODUCTION

En 1930, Blodgett et Langmuir¹⁻⁴ ont mis au point une technique permettant de déposer sur une lamelle des films monomoléculaires de substances connues. Peu de temps après, des mesures d'épaisseur ont été tentées sur ces films qui peuvent être formés d'un nombre connu de monocouches. Une première tentative a été faite par interférence de lumière monochromatique polarisée et réfléchie par le film¹⁻³. En second lieu, un interféromètre de Michelson⁵ était employé. Dans ces deux cas, seulement l'épaisseur optique était mesurée. Il aurait été nécessaire de connaître exactement l'indice de réfraction des films moléculaires et de plus de tenir compte des effets de différence de changement de phase occasionnés par des réflexions sur des surfaces de substances différentes.

Il existe une méthode interférométrique simple et précise pour mesurer l'épaisseur de couches minces qui, si elle est employée adéquatement, permet d'éviter l'effet de différence dans le changement de phase sur la réflexion. Elle a été premièrement employée par Tolansky⁶ sur des films métalliques et par la suite plusieurs auteurs⁷⁻¹⁴ l'ont appliquée à l'étude des couches monomoléculaires. Courtnez-Pratt⁷ a mesuré l'épaisseur de l'acide stéarique et de l'acide octacosanoïque déposé sur une mince feuille de mica dont les deux faces étaient argentées. Les résultats obtenus étaient plus bas que prévu probablement dû au manque de connaissance de la différence dans le changement de

phase aux interfaces mica-argent et monocouches-argent. Srivastava et Verma^{10,11} ont déterminé l'épaisseur de multicouches d'un bon nombre d'acide gras et une corrélation a été faite avec les mesures prises par rayons-X. Des mesures similaires ont été obtenues par Scott et Shirahata¹² mais en plus ces derniers ont ajouté une correction pour l'effet de dispersion du changement de phase sur la réflexion. Dans les deux cas, l'effet de la différence de changement de phase sur la réflexion avait été éliminé par la méthode employée.

Nous avons construit un appareil du même genre que celui employé par¹⁵⁻¹⁷ Scott. Suite à la mise au point de notre appareil, nous avons pris des mesures d'épaisseur dans le cas de monocouches d'arachidate de cadmium. Tout au cours des expériences nous avons continuellement amélioré tant la technique que le système modifiant au besoin certaines parties jusqu'à ce que nos résultats correspondent à ceux déjà publiés.^{12,18,19} L'équipe a poursuivi l'étude en examinant l'épaisseur d'une multicouche de rétinol.

La théorie présentée au chapitre I inclut des approximations correspondant à différents besoins expérimentaux. Ainsi, à la section 1.4, on donne une formule qui est employée lorsqu'on travaille avec des ordres d'interférence de 3 à 30. Un peu plus loin, la fonction tau apporte un outil utile lorsque l'ordre d'interférence n'est pas connu ou pas suffisamment connu. Cette fonction voit son plein emploi pour la détermination précise d'épaisseur de films ayant plus de 1000 Å d'épais. Puis une approximation s'appliquant spécifiquement aux couches minces (environ 50 Å) est présentée. Cette approximation comporte un terme correctif pour la dispersion du changement de phase sur la réflexion.

Une description détaillée des appareils est fournie aux chapitres II et III. Le schéma du bain de Langmuir (appareil servant à déposer les monocouches)

est donné, accompagné de la méthode de déposition des monocouches et de la préparation des lamelles. Tout l'appareillage interférométrique est décrit, allant d'un schéma d'ensemble jusqu'aux parties prises séparément. Finalement une section manipulation nous communique son mode d'opération.

Des mesures d'épaisseur obtenues par la méthode du canal ainsi que par la méthode du saut à la limite de déposition sont présentées pour l'arachidate de cadmium. L'épaisseur moyenne trouvée pour une monocouche d'arachidate de cadmium est de 26.6 \AA . Une comparaison est faite entre les mesures obtenues par Scott et Shirahata¹² pour l'arachidate de barium et nos mesures pour l'arachidate de cadmium compte tenu des diamètres atomiques différents pour le barium et le cadmium.

En dernier lieu, une discussion vient préciser les limites de notre appareil et des suggestions sont données en vue d'accroître les possibilités de l'appareil tant pour la précision que pour la facilité d'emploi.

CHAPITRE I

THEORIE

1.1 Interféromètre à lames semi-argentées. Franges vues par réflexion.

Il est possible de former un interféromètre par juxtaposition de deux lamelles de verre parallèles dont une surface est recouverte d'une mince couche d'argent. Lorsque les lamelles sont éclairées en lumière blanche, des franges peuvent être observées à l'aide d'un spectroscope, soit par transmission, soit par réflexion. Si elles sont vues par transmission, elles apparaissent comme des bandes minces et brillantes sur un fond noir tandis que vues par réflexion, elles apparaissent comme des bandes minces et noires sur un fond brillant. En pratique, les franges vues par réflexion offrent des lectures simples et précises puisqu'elles se présentent plus minces par un facteur de deux ou trois.¹⁵

De la figure 1, les surfaces réfléchissantes AA' et BB' sont prévues pour donner un bon pouvoir de réflexion. La surface BB' est couverte d'une couche d'argent d'environ 1000 Å d'épais, ce qui produit un pouvoir de réflexion de 95 à 98%, tandis que la surface AA' reçoit une couche d'environ 450 Å pour lui donner un pouvoir de réflexion de 90 à 93% et un facteur de transmission de l'ordre de 5%. Les coefficients d'amplitude de réflexion et de transmission sont définis comme suit:

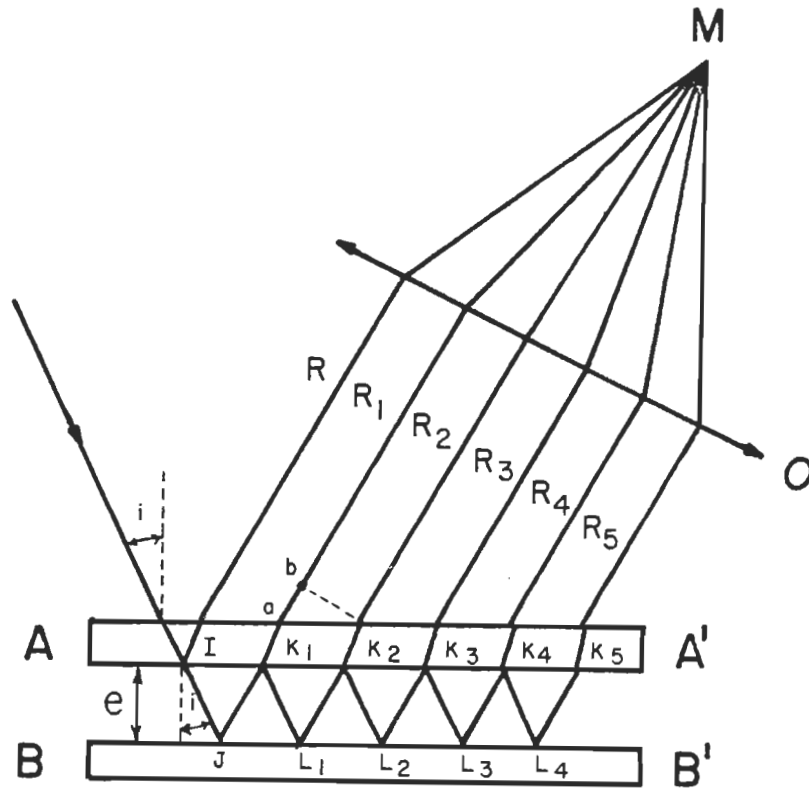


FIGURE 1: Interféromètre à lames semi-argentées. Franges vues par réflexion.

$$\begin{aligned}\delta &= (K_1 L_1) + (L_1 K_2) - (a b) \\ \delta &= \frac{2 e}{\cos i} - 2 e \operatorname{tg} i \sin i \\ \delta &= 2 e \cos i\end{aligned}$$

δ : est la différence de parcours entre deux rayons successifs
 e : correspond à l'espacement entre les couches réfléchissantes
 i : est l'angle d'incidence du rayon incident

- r_1 : Coefficient d'amplitude de réflexion de la surface argentée AA' dans les deux sens.
- r_2 : Coefficient d'amplitude de réflexion de la surface argentée BB'.
- t : Coefficient d'amplitude de transmission de la surface argentée AA' dans un sens comme dans l'autre.

Considérons un rayon d'amplitude 1 qui frappe la première lamelle à un angle i par rapport à la normale aux surfaces. Une fraction de ce rayon est réfléchi sur la surface AA' et produit le rayon R. L'autre fraction du rayon incident est transmise, puis réfléchi plusieurs fois entre les deux surfaces argentées. A chaque réflexion sur AA', une fraction du rayon est retransmise et forme les rayons R_1, R_2, R_3, R_4 et R_5 . Puisque le rayon R est produit par réflexion du rayon initial sur un milieu moins dense, aucun changement de phase se produit sur la réflexion. Cependant les autres rayons retransmis R_1, R_2, R_3, R_4 et R_5 se voient imposer un retard de phase de 180° à cause de la réflexion à BB' sur un milieu plus dense. Les amplitudes du rayon réfléchi R et des rayons retransmis R_1, R_2, R_3, R_4 et R_5 sont comme suit:

$$\begin{aligned}
 R & r_1 \\
 R_1 & t^2 r_2 e^{-j(\alpha + \pi)} \\
 R_2 & t^2 r_2^2 r_1 e^{-j(2\alpha + \pi)} \\
 R_3 & t^2 r_2^3 r_1^2 e^{-j(3\alpha + \pi)} \\
 R_4 & t^2 r_2^4 r_1^3 e^{-j(4\alpha + \pi)} \\
 R_5 & t^2 r_2^5 r_1^4 e^{-j(5\alpha + \pi)}
 \end{aligned} \tag{1}$$

où α est la différence de phase occasionnée par la différence de parcours entre deux rayons retransmis voisins. De l'expression donnant la différence de parcours de deux rayons successifs (voir fig.1),

$$\delta = 2 e \cos i \quad (2)$$

où δ : est la différence de parcours entre deux rayons successifs.
 e : correspond à l'espacement entre les couches réfléchissantes.
 i : est l'angle d'incidence du rayon incident.

et comme,

$$\alpha = \frac{2\pi \delta}{\lambda} \quad (3)$$

lorsque la longueur d'onde du rayon incident est λ , on obtient des équations (2) et (3) l'expression donnant la différence de phase pour deux rayons retransmis adjacents:

$$\alpha = \frac{4\pi e \cos i}{\lambda} \quad (4)$$

Il y aura interférence constructive entre le rayon R et les rayons R_1 , R_2 , R_3 , R_4 et R_5 lorsque:

$$\alpha = (2N - 1) \pi \quad (5)$$

où N est un entier positif. Les maxima d'intensité ne sont pas vraiment intéressants puisqu'ils ne sont pratiquement pas discernables devant l'intensité relativement forte du rayon R qui devrait être de 75 à 90% de celle du rayon incident.

Ce qu'on observe en pratique, c'est l'interférence destructive entre le rayon R et les rayons retransmis. Celle-ci se produit lorsque:

$$\alpha = 2 N \pi \quad (6)$$

où N est un entier positif et détermine l'ordre d'interférence.

Alors les rayons R_1 , R_2 , R_3 , R_4 et R_5 seront en phase mais le rayon R sera déphasé de 180° par rapport à ceux-ci (R_1 , R_2 ...). Ainsi les rayons R_1 , R_2 , R_3 , R_4 et R_5 contribueront à effacer en partie le rayon premièrement réfléchi R .

En remplaçant la valeur de α de l'équation (6) dans l'équation (4), on a ainsi:

$$N\lambda = 2e \cos i \quad (7)$$

Dans le cas d'un faisceau d'incidence normale, $i = 0$ ce qui nous amène à l'équation suivante:

$$N\lambda = 2e \quad (8)$$

Cette équation détermine les longueurs d'onde pour lesquelles on voit des franges noires lorsque les rayons réfléchis sont vus dans l'oculaire d'un spectroscope pour un espacement e entre les plaques interférométriques.

1.2 Correction pour la dispersion du changement de phase sur la réflexion.

Qu'elles soient vues par transmission ou par réflexion, les franges d'interférence sont données à incidence normale pour les longueurs d'onde qui obéissent à l'équation (8). Cette équation néglige cependant la dispersion du changement de phase²²⁻²⁴ lors de la réflexion sur les couches métalliques et elle doit être modifiée pour prendre la forme suivante:

$$N\lambda = 2e + \frac{\lambda}{2\pi} (\beta_{AA'} + \beta_{BB'}) \quad (9)$$

où $\beta_{AA'}$ et $\beta_{BB'}$ représentent la contribution à la dispersion du changement de phase apportée par les surfaces réfléchissantes AA' et BB' respectivement (voir fig.1).

L'expression (9) se simplifie en introduisant une nouvelle dispersion au changement de phase telle que suggérée par Bennett²² et Scott²⁵. Cette nouvelle dispersion est une moyenne des contributions des deux surfaces telle que:

$$\beta = \frac{\beta_{AA'} + \beta_{BB'}}{2} \quad (10)$$

Une fois introduite dans l'équation (9), on obtient l'expression:

$$N\lambda = 2e + \frac{\lambda}{\pi} \beta \quad (11)$$

De l'équation (11) on peut remarquer que la dispersion du changement de phase sur la réflexion, β , est considérée comme une phase retardatrice. Bien que β soit fonction de la longueur d'onde, elle peut être considérée constante à l'intérieur de certaines régions spectrales suffisamment petites pour des surfaces réfléchissantes faites d'argent ou d'aluminium.^{22,23}

1.3 Mesures d'épaisseur de films.

Pour mesurer l'épaisseur d'un film déposé sur un substrat, tel que présenté aux figures 2A et 2B, on peut former un canal dans le film (fig. 2A) ou étudier le film à sa limite de déposition sur le substrat (fig. 2B). Dans les deux cas, la hauteur du saut est égale à l'épaisseur du film que l'on veut mesurer. On recouvre ensuite la lamelle d'une mince couche d'argent sur une surface incluant le saut et par la suite elle est placée contre la face argentée d'une lamelle vierge de façon à former un système d'interférence.

Lorsque les plaques interférométriques sont éclairées en lumière blanche, on remarque une discontinuité dans les franges d'interférence (voir fig. 3). Cette discontinuité est attribuée au saut sur la lamelle qui correspond à l'épaisseur du film que l'on veut mesurer.

Pour deux franges successives vues dans le spectroscopie, l'une à λ_0 et l'autre à λ_1 , et correspondant à l'ordre N et $N + 1$ respectivement, nous obtenons deux équations du même genre que l'équation (11):

$$N \lambda_0 = 2 e + 2 \phi (\lambda_0) \quad (12)$$

$$(N + 1) \lambda_1 = 2 e + 2 \phi (\lambda_1) \quad (13)$$

$$\text{où} \quad \phi (\lambda) = \frac{\lambda \beta}{2 \pi} \quad (14)$$

De la même façon pour deux franges successives vues dans le spectre B (voir fig. 3), l'une à λ_0^1 et l'autre à λ_1^1 , et dont l'ordre est N et $N + 1$ respectivement, nous avons deux équations de la forme des équations (12) et (13) mais dans ce cas $2 e$ doit être remplacé par $2(e - \tau)$:

$$N \lambda_0^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi (\lambda_0^1) \quad (15)$$

$$(N + 1) \lambda_1^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi (\lambda_1^1) \quad (16)$$

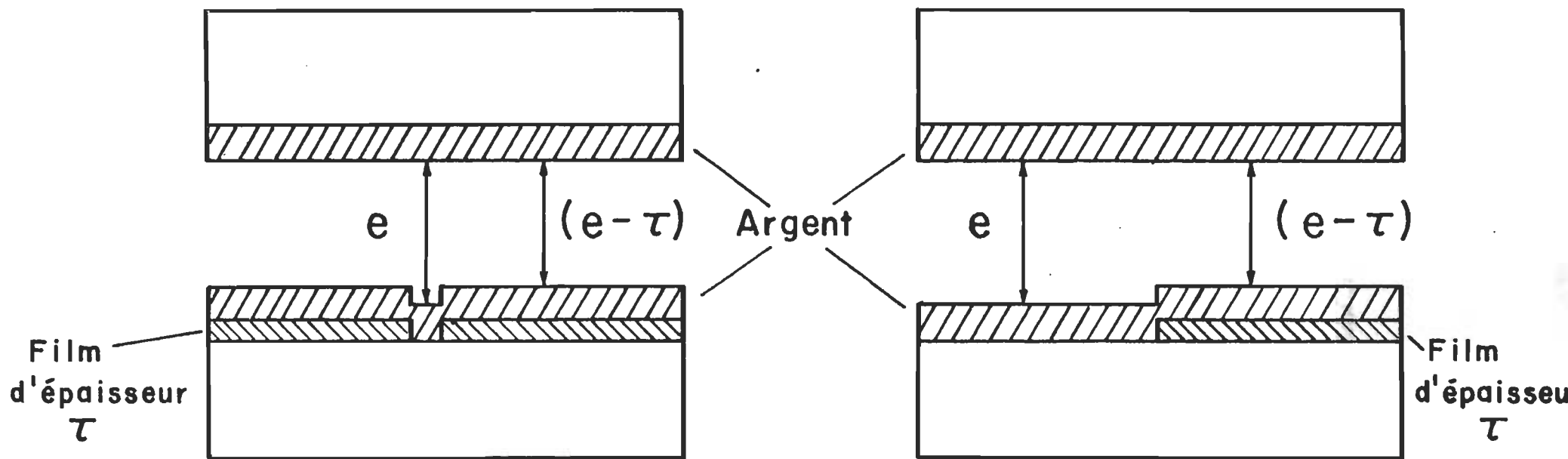


FIGURE 2: A) Canal produit dans le film.

B) Saut à la limite de déposition.

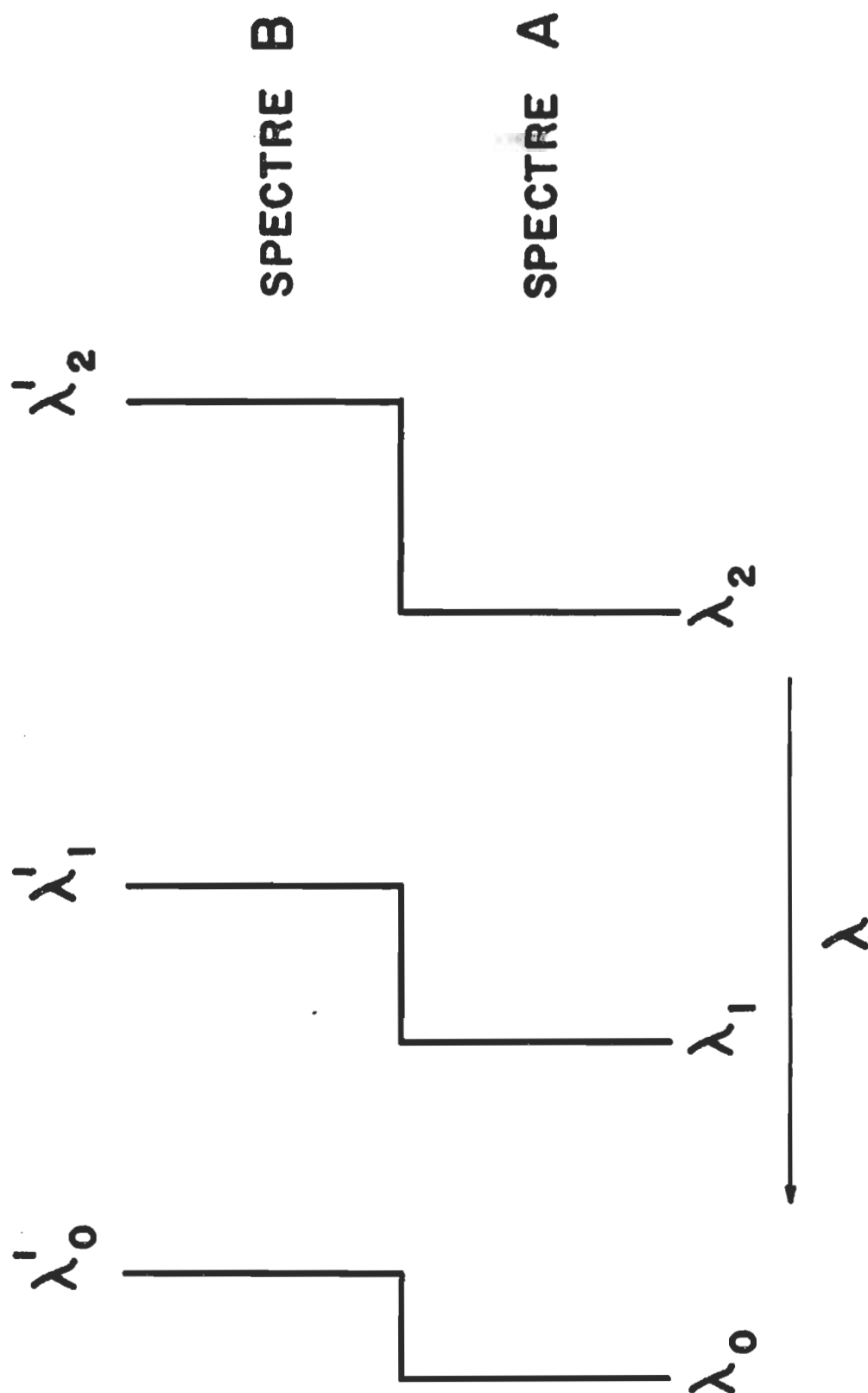


FIGURE 3: Discontinuité vue dans les franges de même ordre

Le spectre A correspond à l'interférence produite dans l'espace e .

Le spectre B correspond à l'interférence produite dans l'espace $(e - \tau)$

où τ est l'épaisseur du film. Résolvons les équations (12) et (13) pour N , (12) et (15) pour τ . On obtient alors les expressions suivantes:

$$N = \frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} + 2 \frac{[\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_1)]}{\lambda_0 - \lambda_1} \quad (17)$$

$$\tau = \frac{N(\lambda_0 - \lambda_0^1)}{2} - [\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_0^1)] \quad (18)$$

En remplaçant N de l'équation (17) dans l'équation (18), nous obtenons:

$$\tau = \frac{(\lambda_0 - \lambda_0^1)}{2} \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} + 2 \frac{[\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_1)]}{\lambda_0 - \lambda_1} \right] - [\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_0^1)] \quad (19)$$

L'expression (19) peut être employée seulement si on connaît la fonction de dispersion du changement de phase sur la réflexion, $\phi(\lambda)$. Cette fonction est rarement connue avec exactitude. Ainsi pour mesurer l'épaisseur d'un film, il faudra donc se servir de formules approximatives répondant aux conditions expérimentales.

1.4 Approximations.

A l'intérieur de certaines conditions, on peut modifier l'équation (19). En supposant que la dispersion du changement de phase sur la réflexion est nulle ou constante, l'expression (19) se traduit par une formule plus simple:²³

$$\tau = \frac{(\lambda_0 - \lambda_0^1)}{2} \frac{\lambda_1}{(\lambda_0 - \lambda_1)} \quad (20)$$

Ce genre d'approximation est employé régulièrement dans la littérature^{10,15,17} mais ça ne peut être fait qu'en utilisant des ordres d'interférence supérieurs à 3 (à ordres inférieurs, la frange λ_1 ne serait pas visible). Ce qui en réduit la précision puisque l'erreur sur le terme $(\lambda_0 - \lambda_0^1)$ se trouve multipliée par un facteur de 3 et plus.

Un cas très intéressant, et aussi facile à vérifier, où l'équation (19) se réduit à la simple formulation de l'équation (20), est lorsque $\phi(\lambda)$ obéit à une fonction linéaire de λ de la forme $a + b\lambda$ où a et b sont des constantes. C'est généralement le cas, en pratique, pour des surfaces réfléchissantes faites d'argent ou d'aluminium et cela à l'intérieur d'une assez grande région spectrale.^{22,23} Une autre forme d'approximation de l'équation (19) souvent employée^{26,27} est la suivante:

$$\tau = \frac{1}{2} N^* \Delta \lambda \quad (21)$$

où $\Delta \lambda$: est le saut dans la frange correspondant à $(\lambda_0 - \lambda_0^1)$.

τ : est l'épaisseur du film que l'on veut mesurer.

N^* : est l'ordre estimé pris comme l'entier le plus près de la valeur $\lambda_1 / (\lambda_0 - \lambda_1)$.

La base théorique de cette approximation est la suivante:

--- si $\phi(\lambda)$ est nul ou constant, nous obtenons de l'équation (17),

$N = \lambda_1 / \lambda_0 - \lambda_1$, dans le cas contraire si $\phi(\lambda)$ n'est pas une constante, l'équation (21) sera dans l'erreur par la valeur de $-\left[\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_0^1)\right]$ en supposant N exacte.

1.5 La fonction TAU.

²³
Koester donne une méthode qui permet de mesurer l'épaisseur d'un film quand l'ordre et la dispersion du changement de phase sur la réflexion ne sont pas connus, ce qui est généralement le cas. En introduisant une quantité $(M - N) \lambda_0$ de chaque côté de l'équation (12) et une quantité $(M - N) \lambda_1$ de chaque côté de l'équation (13), on obtient deux équations de la forme suivante:

$$M\lambda_0 = 2e + 2\phi(\lambda_0) + (M - N)\lambda_0 \quad (22a)$$

$$(M + 1)\lambda_1 = 2e + 2\phi(\lambda_1) + (M - N)\lambda_1 \quad (22b)$$

Ces équations sont valides pour les longueurs d'onde pour lesquelles nous avons des franges, telles que λ_0 et λ_1 . Pour les franges suivantes, il existe des équations de la même forme:

$$(M + 2)\lambda_2 = 2e + 2\phi(\lambda_2) + (M - N)\lambda_2 \quad (22c)$$

$$(M + 3)\lambda_3 = 2e + 2\phi(\lambda_3) + (M - N)\lambda_3 \quad (22d)$$

etc.

où M est un entier. Le côté gauche des équations peut être évalué facilement à des points discrets trouvés expérimentalement. Le côté droit est une fonction continue de λ ce qui permet de définir une fonction, $T_M(\lambda)$:

$$T_M(\lambda) = 2e + 2\phi(\lambda) + (M - N)\lambda \quad (23)$$

$T_M(\lambda)$ est déterminé pour $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$ etc en mettant en graphique les points $[\lambda_0, M\lambda_0], [\lambda_1, (M + 1)\lambda_1], [\lambda_2, (M + 2)\lambda_2]$ etc.

La courbe reliant l'ensemble de ces points donnera la fonction $T_M(\lambda)$.

On trouve une fonction semblable pour les franges dans le spectre B (voir fig.3), où λ_0^1 est la longueur d'onde de la frange ayant le même ordre que celle à λ_0 dans le spectre A (voir fig.3). A partir des équations (15) et (16), en additionnant les quantités appropriées de part et d'autre des équations et en généralisant pour les autres franges, on obtient la série d'équations suivantes:

$$M \lambda_0^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi(\lambda_0^1) + (M - N) \lambda_0^1 \quad (24a)$$

$$(M + 1) \lambda_1^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi(\lambda_1^1) + (M - N) \lambda_1^1 \quad (24b)$$

$$(M + 2) \lambda_2^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi(\lambda_2^1) + (M - N) \lambda_2^1 \quad (24c)$$

$$(M + 3) \lambda_3^1 = 2(e - \tau) + 2 \phi(\lambda_3^1) + (M - N) \lambda_3^1 \quad (24d)$$

etc

Comme précédemment, on définit une fonction regroupant la série d'équation, $T_M^1(\lambda)$:

$$T_M^1(\lambda) = 2(e - \tau) + 2 \phi(\lambda) + (M - N) \lambda \quad (25)$$

Cette fonction est trouvée expérimentalement en posant en graphique les points suivants: $[\lambda_0^1, M \lambda_0^1]$, $[\lambda_1^1, (M + 1) \lambda_1^1]$, $[\lambda_2^1, (M + 2) \lambda_2^1]$ etc. La fonction $T_M^1(\lambda)$ est donnée par la courbe reliant l'ensemble de ces points.

En soustrayant l'équation (25) de l'équation (23), nous obtenons:

$$T_M(\lambda) - T_M^1(\lambda) = 2 \tau \quad (26)$$

Ainsi tel que présenté à la figure 4, la différence entre les deux courbes, donnée par les fonctions $T_M(\lambda)$ et $T_M^1(\lambda)$, est un produit constant donnant le double de l'épaisseur du film que l'on veut mesurer. Cette méthode convient bien à la mesure d'épaisseur de films épais au-delà de 1000 Å. Une précision aussi grande que ± 5 Å peut être obtenue. De plus, puisque la fonction $\phi(\lambda)$ peut être considérée linéaire pour la région spectrale de 5000 Å à 6000 Å

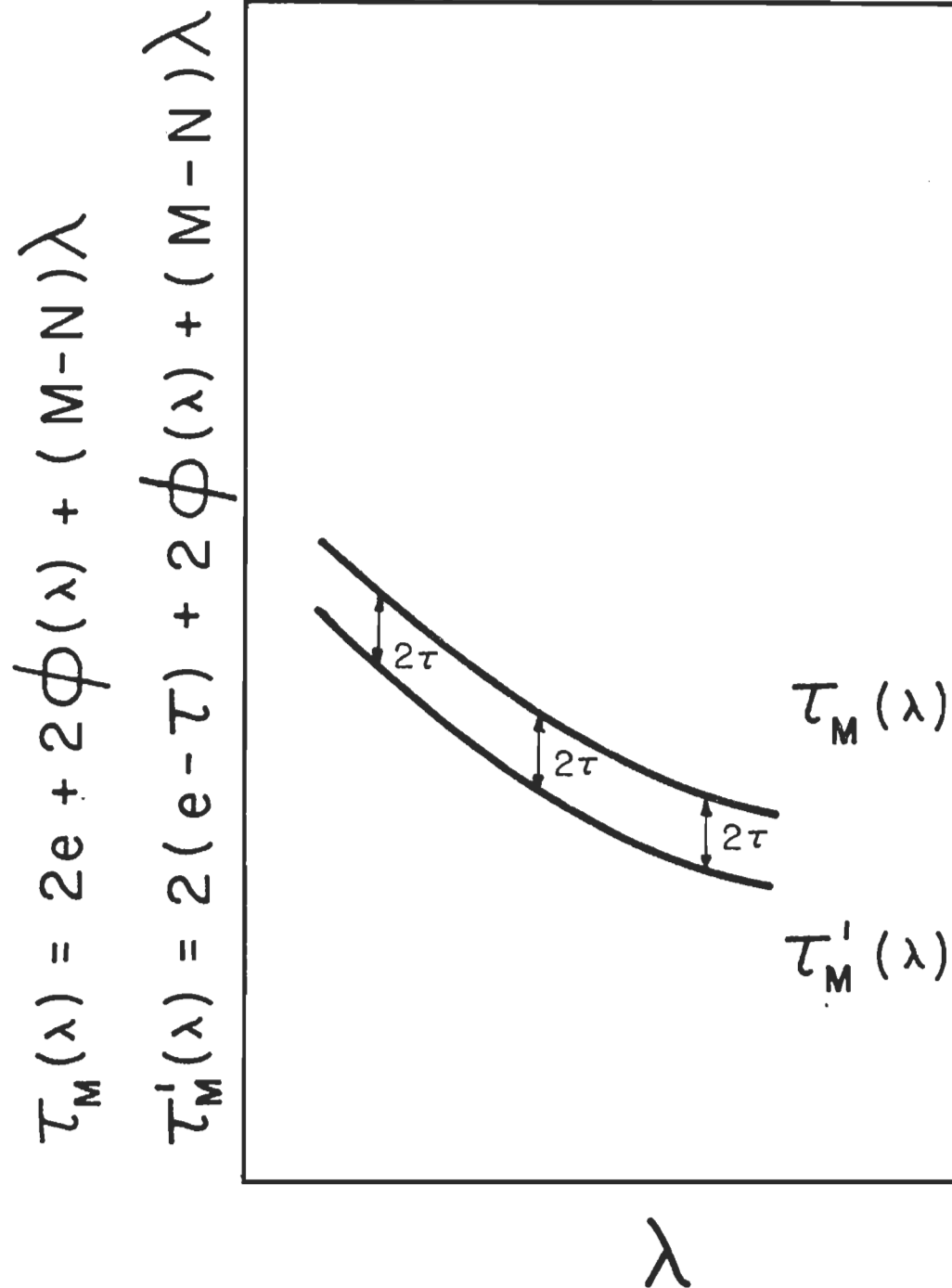


FIGURE 4: Méthode graphique permettant de mesurer l'épaisseur d'un film.

τ est l'épaisseur du film $\tau_M(\lambda)$ est obtenu en mettant en graphique les points suivants: $[\lambda_0, M\lambda_0], [\lambda_1, (M+1)\lambda_1]$ etc pris du spectre A (fig. 3) et $\tau'_M(\lambda)$ s'obtient des points $[\lambda_0^1, M\lambda_0^1], [\lambda_1^1, (M+1)\lambda_1^1]$ etc trouvés dans le spectre B.

lorsque l'argent ou l'aluminium est employé comme couches réfléchissantes,^{22,23}
la méthode des moindres carrés devient un outil permettant de choisir les
meilleures droites donnant $T_M(\lambda)$ et $T_M^1(\lambda)$.

1.6 Approche pour films minces.

Dans le cas de films minces, la valeur de τ est très petite comparée à λ . Alors, tel que suggéré par Shirahata et Scott²⁵, il devient commode d'employer deux lectures. L'une de ces lectures doit être faite en utilisant un ordre élevé, M , afin d'obtenir l'information sur la fonction de phase $\phi(\lambda)$ et l'autre lecture à un ordre bas, N , de façon à produire un bon saut dans la frange. Par exemple, M pourrait être égal à 10 ou 12 et $N = 1$ ou 2. Pour les lectures prises à ordres bas et un espacement e' , nous obtenons deux équations de la forme des équations (12) et (15):

$$N \lambda = 2 e' + 2 \phi(\lambda) \quad (27)$$

$$N \lambda' = 2 (e' - \tau) + 2 \phi(\lambda') \quad (28)$$

En combinant les équations (27) et (28) puis isolant τ , on obtient:

$$\tau = \frac{(\lambda - \lambda')}{2} \left[N - 2 \frac{[\phi(\lambda) - \phi(\lambda')]}{(\lambda - \lambda')} \right] \quad (29)$$

où λ correspond à la frange vue dans le spectre A (voir fig.3) et λ' celle vue dans le spectre B (voir fig.3) pour le même ordre d'interférence N .

Pour les lectures prises à ordres plus élevés et un espacement e plus grand, nous obtenons deux équations de la forme des équations (12) et (13):

$$M \lambda_0 = 2 e + 2 \phi(\lambda_0) \quad (30)$$

$$(M+1) \lambda_1 = 2 e + 2 \phi(\lambda_1) \quad (31)$$

En soustrayant l'équation (31) de l'équation (30), nous obtenons:

$$\frac{2 [\phi(\lambda_0) - \phi(\lambda_1)]}{\lambda_0 - \lambda_1} = M - \frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} \quad (32)$$

Si on a pris soin de choisir l'intervalle $(\lambda_0 - \lambda_1)$ de façon à contenir le saut $(\lambda - \lambda_1)$ et que la fonction $\phi(\lambda)$ est considérée comme linéaire dans cette région spectrale, alors à partir des équations (29) et (32), on obtient:

$$\tau = \frac{(\lambda - \lambda_1)}{2} \left[N + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} - M \right) \right] \quad (33)$$

Le terme $\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} - M$ représente la petite fraction par laquelle l'ordre nominal N doit être corrigé pour la dispersion du changement de phase sur la réflexion. Par exemple, le terme $\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1}$ pourrait être égal à 10.038 par conséquent la correction à apporter à l'ordre nominal N serait:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} - M = 10.038 - 10 = 0.038$$

Ainsi,

$$\tau = \frac{(\lambda - \lambda_1)}{2} [N + 0.038]$$

On possède maintenant les éléments théoriques nécessaires pour l'étude expérimentale de l'épaisseur de films minces déposés sur un substrat uniforme. Pour les résultats obtenus par la méthode du canal les calculs ont été effectués à l'aide de l'expression donnée par l'équation (20). Par contre dans le cas des résultats obtenus par la méthode du saut à la limite de déposition, c'est l'équation (33) qui a servi. Seulement, vu l'erreur déjà encourue sur $(\lambda - \lambda_1)$ (voir discussion), le terme apportant la correction pour l'effet de dispersion du changement de phase a été négligé, en l'occurrence le terme $\frac{\lambda_1}{\lambda_0 - \lambda_1} - M$.

CHAPITRE II

TECHNIQUE DE DEPOSITION DES MONOCOUCHEs ET PREPARATION DES LAMELLES.

2.1 Le bain de Langmuir.

2.1.1 Description.

Le bain de Langmuir^{1-4,28} est l'appareil utilisé pour la déposition de monocouches. Une brève description est nécessaire pour en comprendre le fonctionnement. Les figures 5 et 6 présentent le schéma général du bain de Langmuir et le schéma détaillé de la balance de torsion. Le bain de Langmuir comprend les parties suivantes:

Deux cuves de verre, soit une cuve A (voir fig.6 partie f) qui se trouve centrée à l'intérieur d'une cuve B (voir fig.6 partie c) dans laquelle il est possible de faire circuler un liquide de façon à thermostatier le bain A.

Placé à une dizaine de centimètres d'une des extrémités du bain A se trouve un flotteur de mica (voir fig.6 partie e) qui est relié au bain A par l'intermédiaire de minces feuilles d'or (voir fig.6 partie d). Ainsi, il peut se permettre un certain mouvement horizontal. Un balancier (voir fig.5 partie d) construit en aluminium relie le flotteur de mica à un fil de torsion (voir fig.6 partie b). Un déplacement du flotteur de mica produit une torsion du fil qu'il est possible de lire sur un cadran gradué en degrés (voir fig.5 partie b). En effet une des extrémités du fil de torsion est fixée et l'autre permet un mouvement de rotation entraînant l'aiguille qui nous indique la déviation.

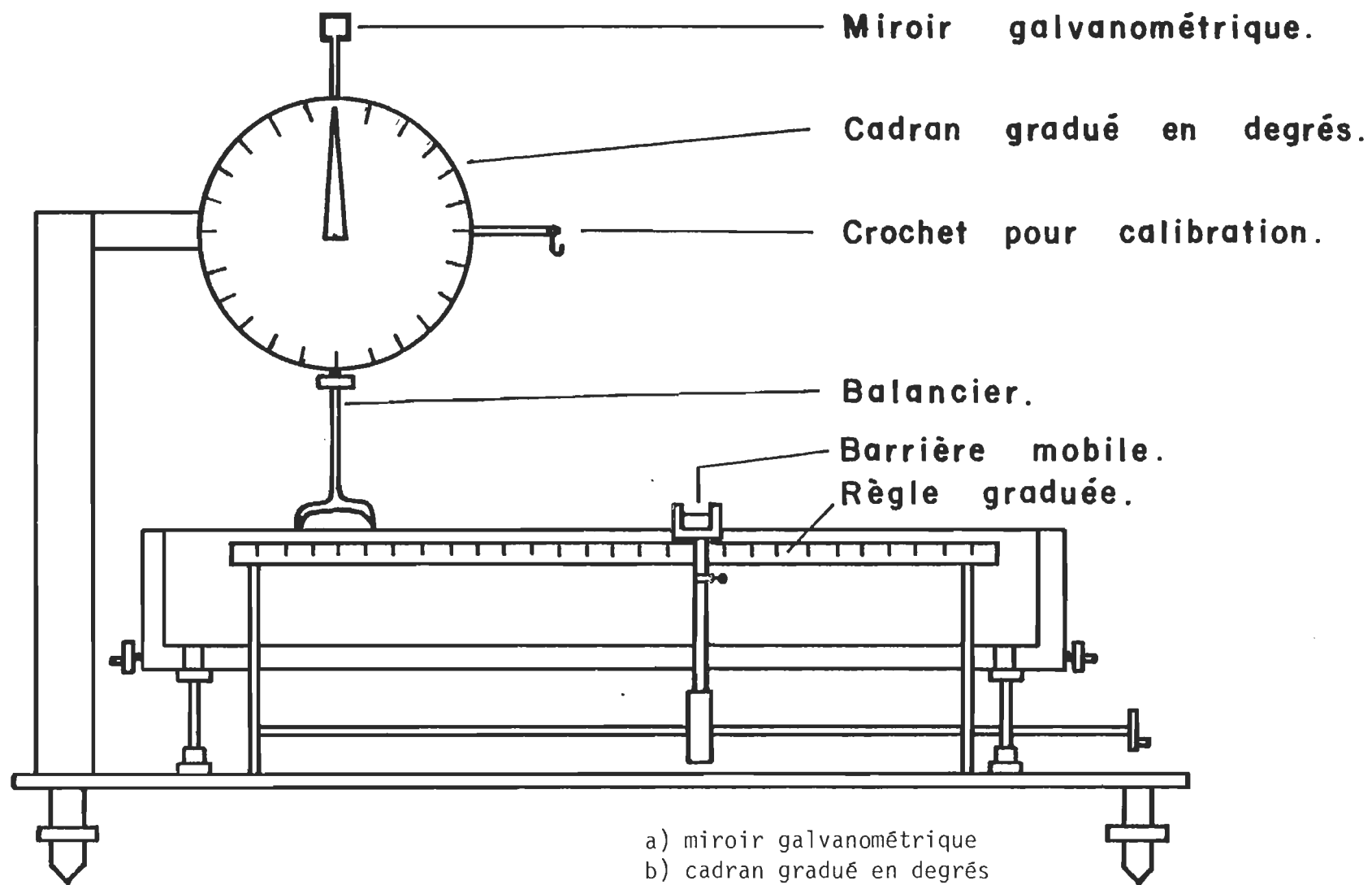


FIGURE 5: Bain de Langmuir.
 (Vu dans un plan vertical)

Une des extrémités verticales du balancier est attachée au flotteur de mica (voir fig.6). A l'autre extrémité verticale, un petit miroir (voir fig.5 partie a et fig.6 partie a) y est collé de façon à donner une information précise des moindres déplacements du flotteur de mica puisqu'un faisceau de lumière dirigé sur le miroir est réfléchi sur un tableau gradué distant d'environ un mètre du miroir. Le balancier possède aussi un bras horizontal qui est muni d'un petit crochet (voir fig.5 partie c). Cette partie est utilisée pour calibrer l'appareil.

La barrière mobile (voir fig.5 partie e) permet de compresser les molécules déposées à la surface de la sous-phase. Cette compression crée une augmentation de la pression exercée sur le flotteur de mica. Elle est ordinairement de verre mais il est préférable de la recouvrir d'un ruban adhésif de teflon. Orientée à angle droit avec les côtés du bain A, elle glisse sur ces parois recouvertes de teflon.

Afin d'éliminer l'entrée de poussière, le bain est isolé par une cage de plexiglass et il est possible de déposer en ouvrant qu'en partie un couvercle placé au-dessus du bain. Par la suite le bain de Langmuir a été placé dans une "chambre à air purifié" afin d'éliminer davantage l'entrée de poussière. Dans cette "chambre à air purifié" un courant d'air horizontal et perpendiculaire au bain de Langmuir pousse continuellement les particules de poussière à l'extérieur de la chambre.

2.1.2 Calibration

Après que le bain soit soigneusement nettoyé avec du diéthyldéther afin d'éliminer toute trace de graisse, on le remplit avec de l'eau trois fois distillée jusqu'à ce que la face inférieure de la barrière mobile adhère bien à la surface de l'eau. Ensuite, en procédant par succion, on débarrasse la surface de l'eau de toutes particules contaminantes.

L'aiguille reliée au fil de torsion est ajustée à zéro sur le cadran (voir fig. 5 partie b). Puis à partir de masses échantillons attachés au crochet du balancier (voir fig. 5 partie c), on produit une déviation, notée en degrés, du fil de torsion. Par des combinaisons appropriées des masses (voir tableau I) on trace un graphique donnant les masses en gramme en fonction de la déviation exprimée en degrés. En déterminant la pente de la droite ainsi obtenue à la figure 7, nous pouvons trouver la sensibilité de l'appareil. La sensibilité est la constante de proportionnalité reliant la déviation à la pression de surface. Ainsi, on a:

$$p = S D \quad (34)$$

où p est la pression de surface, S la sensibilité et D la déviation.

A l'aide du graphique donnant la courbe de calibration, on peut écrire:

$$M = m D \quad (35)$$

où m est la pente de la droite obtenue et M est la masse accrochée.

Lors de la calibration, la masse M exerce le moment MgL_2 sur le fil qui se tord par un angle D , donc:

$$MgL_2 = K D \quad (36a)$$

où g : est l'accélération gravitationnelle,

L_2 : représente la distance effective du fil de torsion au crochet du balancier (voir fig. 6)

Masses échantillons utilisés pour la calibration

1. 0.0384g	4. 0.1899g
2. 0.0694g	5. 0.2246g
3. 0.1237g	6. 0.2995g

Combinaisons	Masses (g)	Déviatiion (degrés)
	0	0
1	.0384	10.5
2	.0694	18.5
3	.1237	32.5
4	.1899	49.5
5	.2246	58.5
6	.2995	78.5
6 + 1	.3379	88.5
6 + 2	.3689	97.0
6 + 3	.4232	111.0
6 + 4	.4894	129.0
6 + 5	.5241	138.5
6 + 5 + 1	.5625	149.0
6 + 5 + 2	.5935	157.5
6 + 5 + 3	.6478	172.5
6 + 5 + 4	.7140	190.0

TABLEAU I: Calibration du système de balancier

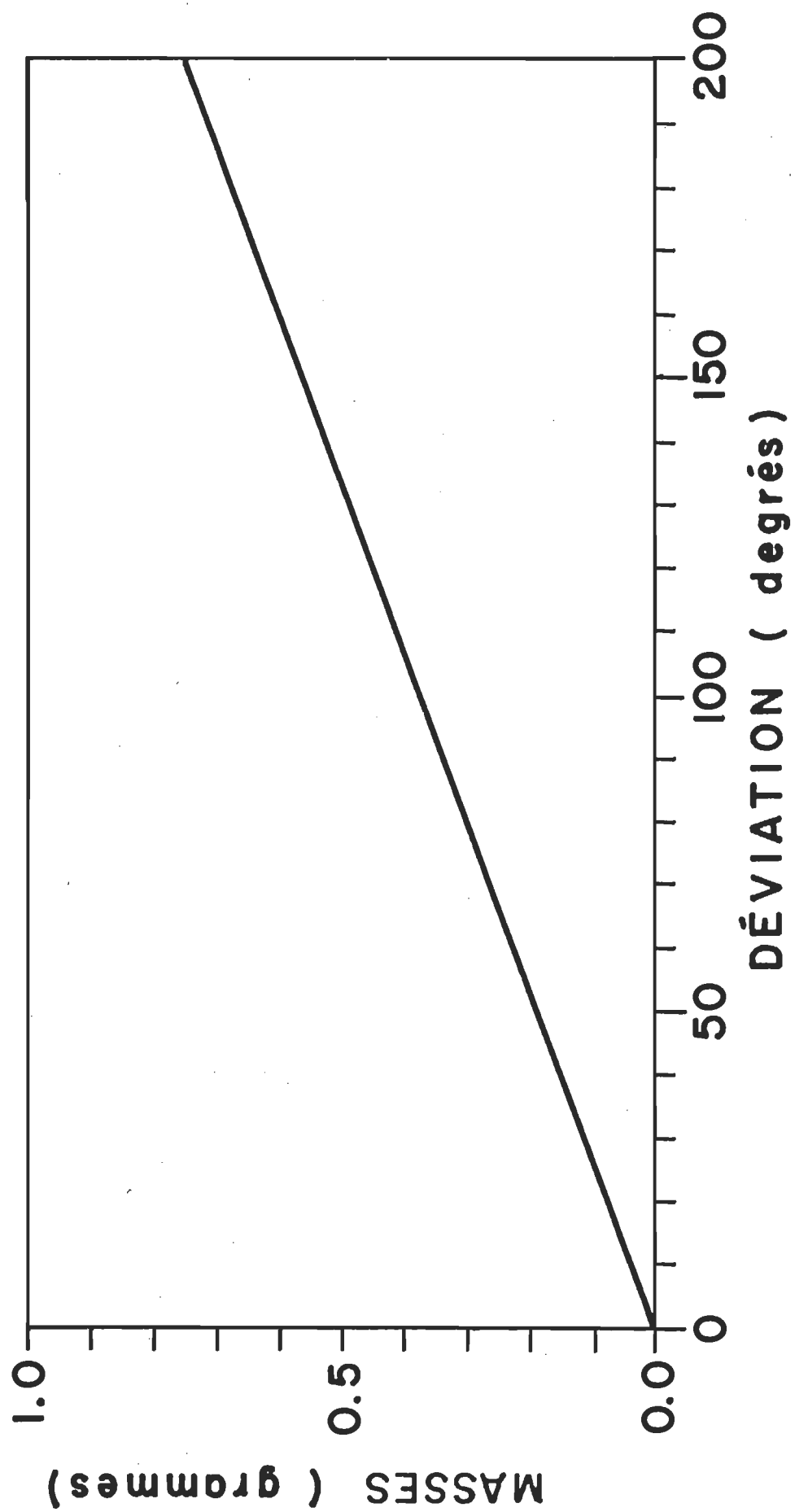


FIGURE 7: Courbe de calibration du Bain de Langmuir.

m: 0.373×10^{-2} g/degrés

K est la constante de torsion du fil.

Lors de la déposition des monocouches, c'est la pression superficielle de la monocouche sur le flotteur de mica qui produit le moment $p L L_1$, donc:

$$p L L_1 = K D \quad (36b)$$

où L : représente la longueur effective du flotteur de mica (voir fig. 6)

L_1 : représente la distance effective du fil de torsion au flotteur de mica (voir fig. 6).

Pour une même déviation D , nous avons des équations (36a) et (36b):

$$p L L_1 = M g L_2 \quad (37)$$

Introduisant M de l'équation (35):

$$p = \frac{m D g L_2}{L L_1} \quad (38)$$

En remplaçant p de l'équation (34) dans l'équation (38), on obtient l'expression donnant la sensibilité:

$$s = \frac{m g L_2}{L \times L_1} \quad (39)$$

Les valeurs correspondantes aux termes de l'équation (39) sont les suivantes: $m = 3.73 \times 10^{-6}$ kg/ degré, $g = 9.8$ N/kg, $L = 0.136$ m, $L_1 = 0.087$ m et $L_2 = 0.073$ m. De l'expression (39) on trouve que: $S = 0.226$ mN/m;degré. Ainsi l'expression qui donne la pression de surface existante pour une déviation donnée est la suivante:

$$p = 0.226 D \text{ dyne cm}^{-1} \text{ degré}^{-1} \text{ ou } \text{mN m}^{-1} \text{ degré}^{-1} \quad (40)$$

De cette équation, en connaissant la pression de surface adéquate à la déposition, il est facile de déterminer la déviation, D , que doit indiquer l'aiguille du cadran lors de la déposition.

2.2 Déposition des monocouches

Le bain est rempli avec une solution de Cd Cl_2 (1×10^{-3} M) préparée à partir d'eau une fois distillée et filtrée au millipore. S'étant assuré de la propreté de la surface, on dépose soigneusement à l'aide d'une micro-seringue une petite quantité d'acide arachidique en solution dans du diéthyl-~~l~~-
éther (1×10^{-3} M) à la surface du bain. Lorsque le diéthyléther s'évapore, il se forme à la surface de l'eau une monocouche d'arachidate de cadmium. Les molécules formant la monocouche sont ensuite compressées avec précaution à l'aide de la barrière mobile jusqu'à la pression de surface désirée. Pour l'arachidate de cadmium, la pression de surface est maintenue à 25 mN.m^{-1} de façon à garder, tel que donné par la courbe de pression de surface présentée à la figure 8, une aire moléculaire constante de 20 \AA^2 / molécule. De l'expression (40), l'aiguille du cadran doit indiquer 111 degrés.

Maintenant, nous sommes prêts pour la déposition. A la première plongée, dû à sa surface hydrophile, la lamelle de verre ne retiendra pas les molécules d'arachidate de cadmium. Mais à la remontée, elle rencontre les groupements polaires de ces molécules et il y a adhérence d'une monocouche sur chaque face de la lamelle. Ainsi les deux faces étant hydrophobes, à chaque plongée et remontée, il y a une monocouche qui s'ajoute. Lorsqu'il y a déposition, on se doit d'avancer la barrière mobile de façon à ce que la pression de surface demeure constante pendant que la lamelle est plongée ou remontée lentement du bain. Nous sommes guidés lors de la déposition par le miroir galvanométrique (voir fig. 5 et 6 partie a) nous indiquant sur un tableau les moindres variations du balancier (voir fig.5 partie d).

Les rapports de déposition, gages de bonne déposition, sont calculés pour chaque lamelle tel que présentés au tableau II.

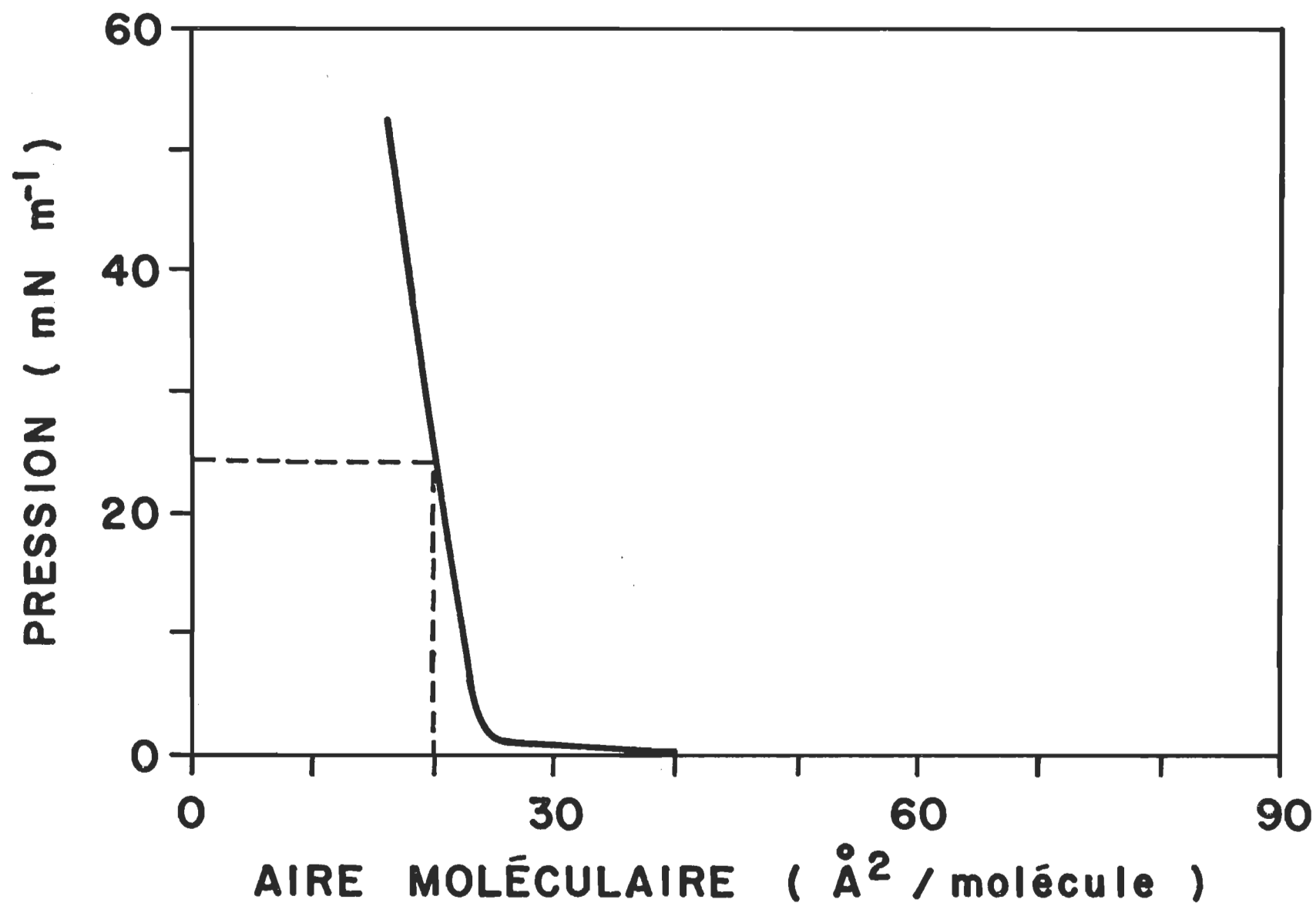


FIGURE 8: Courbe de pression de surface pour l'arachidate de cadmium.

Tableau II: Rapports de déposition

Pour un saut de 2 monocouches sur une base de 5 monocouches.

	Position de la barrière mobile	Distance de compression	Surface de compression	Rapport de déposition
	(cm)	(cm)	(cm ²)	(%)
	15.30			
	15.20	.10		
1er monocouche	14.15	1.05	15.23	113*
2e monocouche	13.20	.95	13.78	102
3e monocouche	12.30	.90	13.05	97
4e monocouche	11.40	.90	13.05	97
5e monocouche	10.45	.95	13.78	102
6e monocouche	9.75	.70	10.15	97
7e monocouche	9.00	.75	10.88	104

Largeur du bain: 14.5 cm

Surface d'immersion

- pour la base de 5 monocouches: $2.5 \text{ cm} \times 2.7 \text{ cm} = 6.75 \text{ cm}^2$
- pour le saut de 2 monocouches: $2.5 \text{ cm} \times 2.1 \text{ cm} = 5.25 \text{ cm}^2$

* Note: Le rapport de déposition élevé pour la 1er monocouche est dû à la formation, lors de la 1er remontée, de mini-gouttelettes à l'extrémité inférieure de la lamelle.

Le rapport de déposition se définit comme suit:

$$\text{Rapport de déposition} = \frac{\text{Surface de compression}}{2 \times \text{Surface d'immersion}}$$

où la surface de compression est donnée par la largeur du bain multipliée par la distance de compression. La surface d'immersion correspond à la largeur de la lamelle, 2.5 cm, fois la longueur de la partie immergée de la lamelle. Lorsque ces rapports ne satisfaisaient pas aux normes de 95 à 105%, la lamelle n'était pas retenue.

2.3 Préparation des lamelles

Les lamelles employées sont des lamelles microscopiques (Prcleaned microscope slides). Elles sont choisies en raison de leurs qualités face à la technique interférométrique. Puisque ces lamelles sont légèrement pliables, elles peuvent être amenées assez près l'une de l'autre de façon à obtenir facilement de bas ordres d'interférence. En ayant subi un polissage par le feu, elles offrent une surface locale très ^{16,23}unie.

Les lamelles sont d'abord lavées avec du savon puis elles sont rincées plusieurs fois avec de l'eau distillée. Ensuite, elles séjournent dans un "plasma cleaner". Les lamelles sont alors prêtes à être utilisées, soit au bain de Langmuir pour recevoir des monocouches, soit à l'évaporateur métallique pour recevoir une couche d'argent.

La couche d'argent est déposée par évaporation thermique sous vide (10^{-5} - 10^{-7} Pa). Seulement de l'argent très pur est employé (Pureté de 99.5 à 99.8%). Les lamelles ayant reçu des monocouches reçoivent une couche opaque d'argent d'environ 100 nm d'épaisseur de façon à posséder un bon pouvoir de réflexion de 95 à 98%. Elles forment les plaques interférométriques inférieures. Les lamelles vierges reçoivent une couche semi-transparente d'argent d'une épaisseur d'environ de 45 nm. Leur pouvoir de réflexion est de 90 à 93% et leur facteur de transmission environ de 5%. Ces lamelles sont employées comme plaques interférométriques supérieures.

CHAPITRE III

APPAREILLAGE INTERFEROMETRIQUE ET MANIPULATION

3.1 Trajet lumineux

Un faisceau parallèle, tel que présenté en figure 9 A, est formé à partir d'une source ponctuelle (fig.9 partie a) par une lentille achromatique convergente (fig.9 partie c), de sorte que les rayons traversent les plaques interférométriques (fig.9 partie g) avec un angle nul par rapport à la normale. Un diaphragme (fig.9 partie d) placé à la suite de la lentille limite le faisceau à un diamètre fonctionnel. Le faisceau lumineux traverse une lame semi-réfléchissante (diviseur de faisceau fig.9 partie e) inclinée à 45° par rapport à la direction du faisceau. Elle réfléchit la lumière vers l'orifice (diamètre $1/16''$ fig.11) situé au-dessus des plaques interférométriques et laisse aussi passer la lumière venant des plaques vers l'objectif du microscope (fig.9 parties i et h). Le faisceau est ensuite dévié de 90° par un prisme pour aller former sur la fente du spectroscope (fig.9 parties k et L) une image agrandie de dix à quinze fois le diamètre de l'orifice. Il est possible de voir par l'oculaire du spectroscope les bandes d'interférence qui nous donnent une interférence destructive. Ces bandes d'interférence correspondent aux franges noires. Elles sont accompagnées d'une discontinuité qui est occasionnée par un changement dans la distance séparant les deux plaques. Ce changement correspond justement à l'épaisseur du film que l'on veut mesurer. (voir fig.2 A et B)

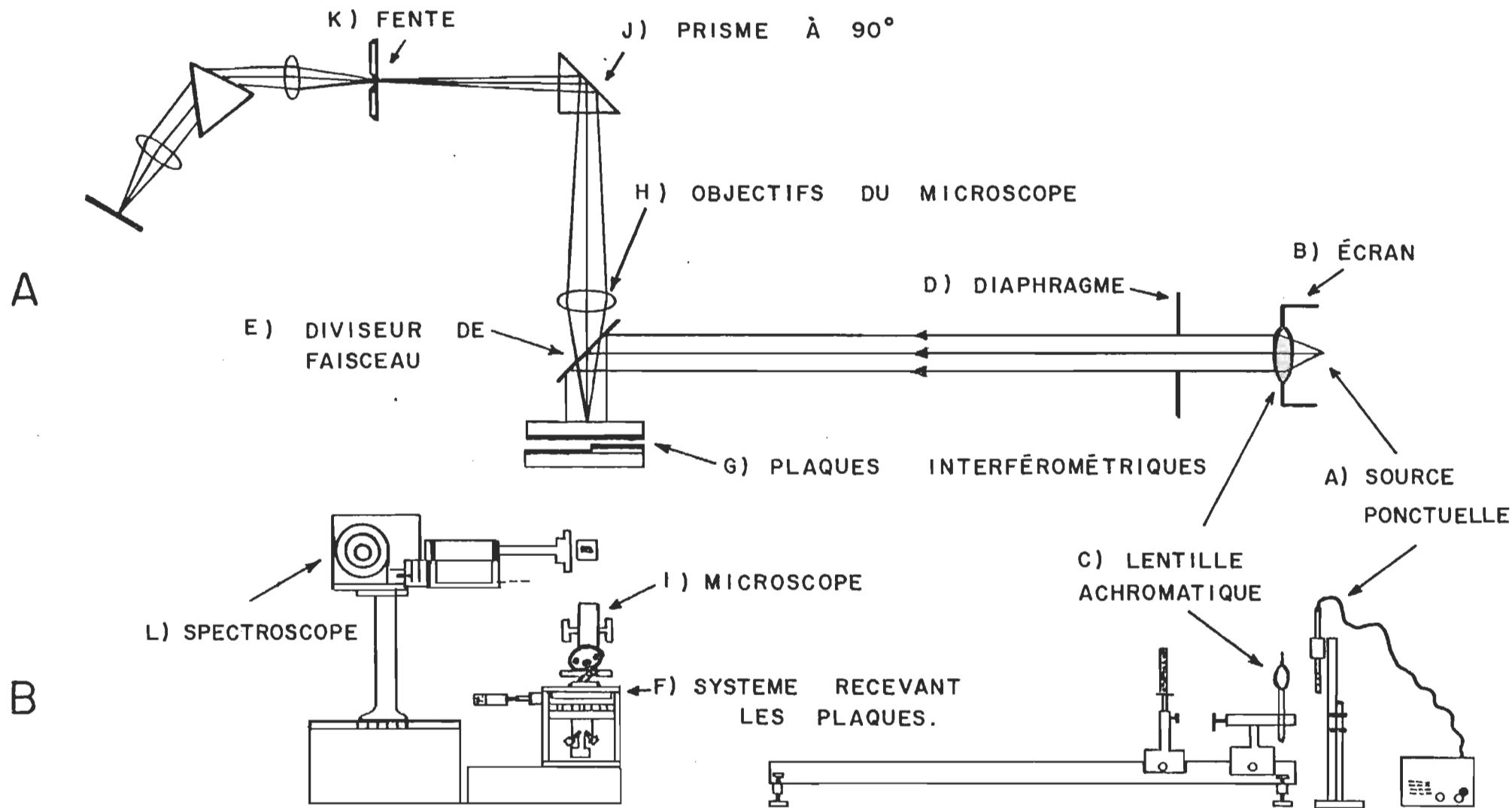


FIGURE 9: A- Trajet lumineux.

B- Schéma de l'appareillage interférométrique.

3.2 Description détaillée des composantes de l'interféromètre

3.2.1 La source ponctuelle

L'emploi d'une source ponctuelle (arc au zirconium) améliore la résolution de l'appareil. Le diamètre de l'arc est de 0.1 mm. Elle émet une lumière blanche provenant d'un arc d'oxyde de zirconium qui donne une brillance dans la région visible. Une source d'alimentation (10 watts) a servi à alimenter la lampe. Il est nécessaire de se servir d'une bobine de Tesla pour l'allumage de la source. La bobine de Tesla sert à ioniser préalablement le gaz à l'intérieur de la lampe de façon à promouvoir la venue de l'arc. Pendant l'expérience, nous avons placé un écran devant la source afin d'obtenir une bonne obscurité qui nous est nécessaire à l'observation des franges d'interférence. Un ventilateur est employé pour refroidir la lampe, ce qui permet d'augmenter la durée de vie.

3.2.2 Lentille, diaphragme et banc optique

Le banc optique et le diaphragme sont de type conventionnel. La lentille employée doit être achromatique et avoir une distance focale faible de façon à converger une intensité maximum provenant de la source. La lentille possède une distance focale de trois centimètres. Le support à lentille est muni d'un déplacement micrométrique orienté dans la direction du banc optique.

3.2.3 Système contenant les plaques interférométriques

Ce système constitue la partie la plus complexe de l'appareillage. La figure 10 montre les différentes sections qui sont décrites ci-dessous:

i) La section a dont la base est en aluminium et dont les barreaux sont en laiton est montrée à la figure 11. Les barreaux sont inclinés à 45^0 et servent de support à la lame semi-réfléchissante (ou semi-transparente). La plaque interférométrique supérieure vient s'appuyer contre la face inférieure de cette pièce (fig. 10 partie a) qui est fixée à deux tiges d'acier (fig. 10 partie f) rattachées à la charpente du système. Des tiges d'aluminium avaient été utilisées en premier lieu mais elles se sont avérées inefficaces. En effet, sous une pression relativement grande à laquelle on doit soumettre les plaques, les tiges courbaient et provoquaient par ce fait le bris des plaques. La base de la section a est percée d'un orifice ayant un diamètre de 1/16 de pouce qui laisse passer la lumière vers les plaques interférométriques.

ii) La section b que l'on trouve à la figure 12 et 13 est construite entièrement en aluminium. Son rôle principal est de recevoir les plaques interférométriques. Elle conserve les lamelles ensembles et entraîne ces dernières lors d'un déplacement dans le plan horizontal. La figure 12 représente la section b qui fut d'abord utilisée mais nous avons opté pour une section b plus versatile telle que présentée à la figure 13. Cette dernière offre un emplacement correspondant exactement aux dimensions des lamelles et, étant plus épaisse, elle les guide jusqu'à la section a lors de leur compression. Elle présente une ouverture interne donnant accès au cylindre de la section e qui sert à compresser les lamelles. De plus, sa forme extérieure est dessinée de façon à bien s'harmoniser au plan mobile supérieur de la section c.

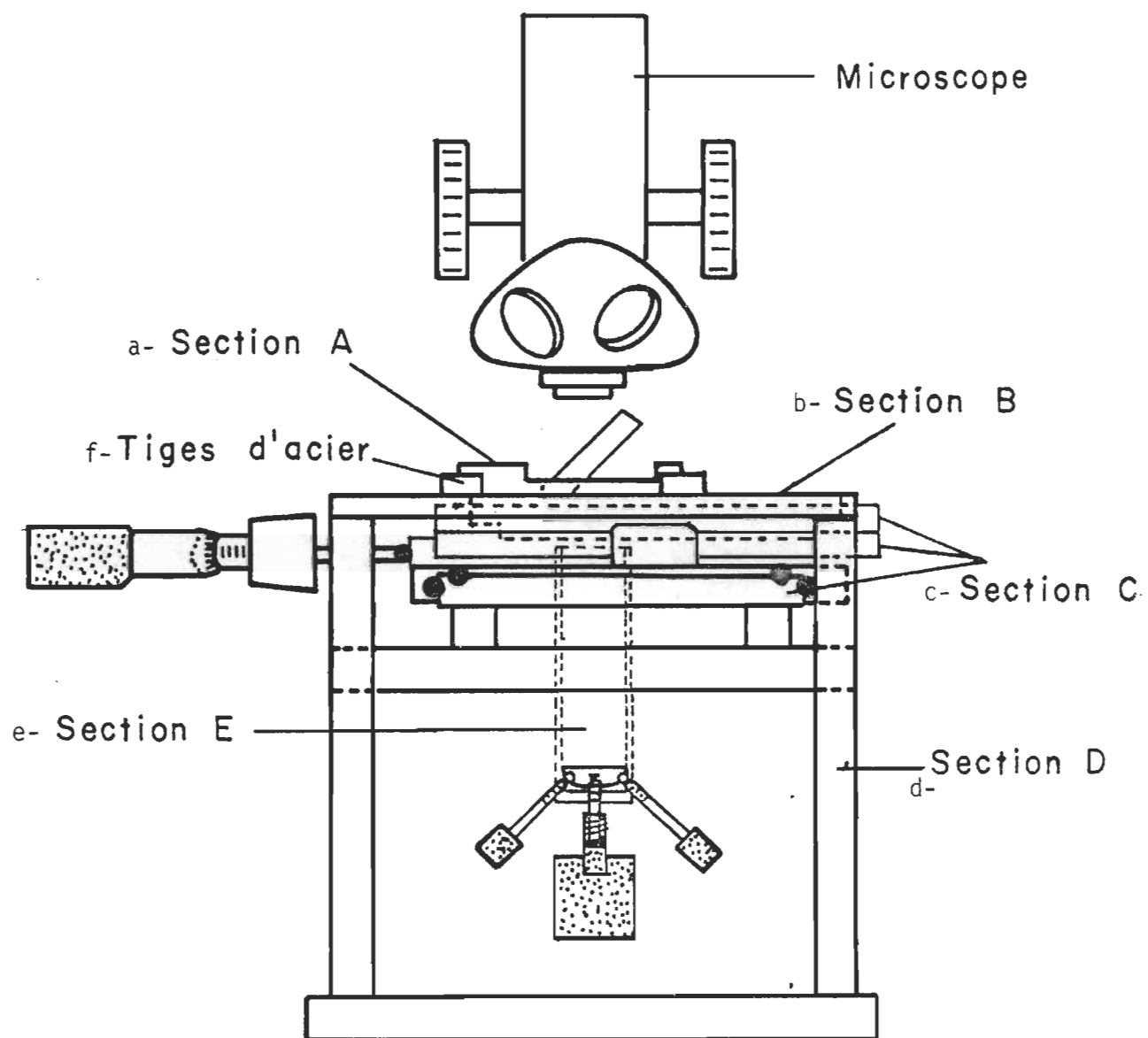


FIGURE 10: Système contenant les plaques interférométriques.

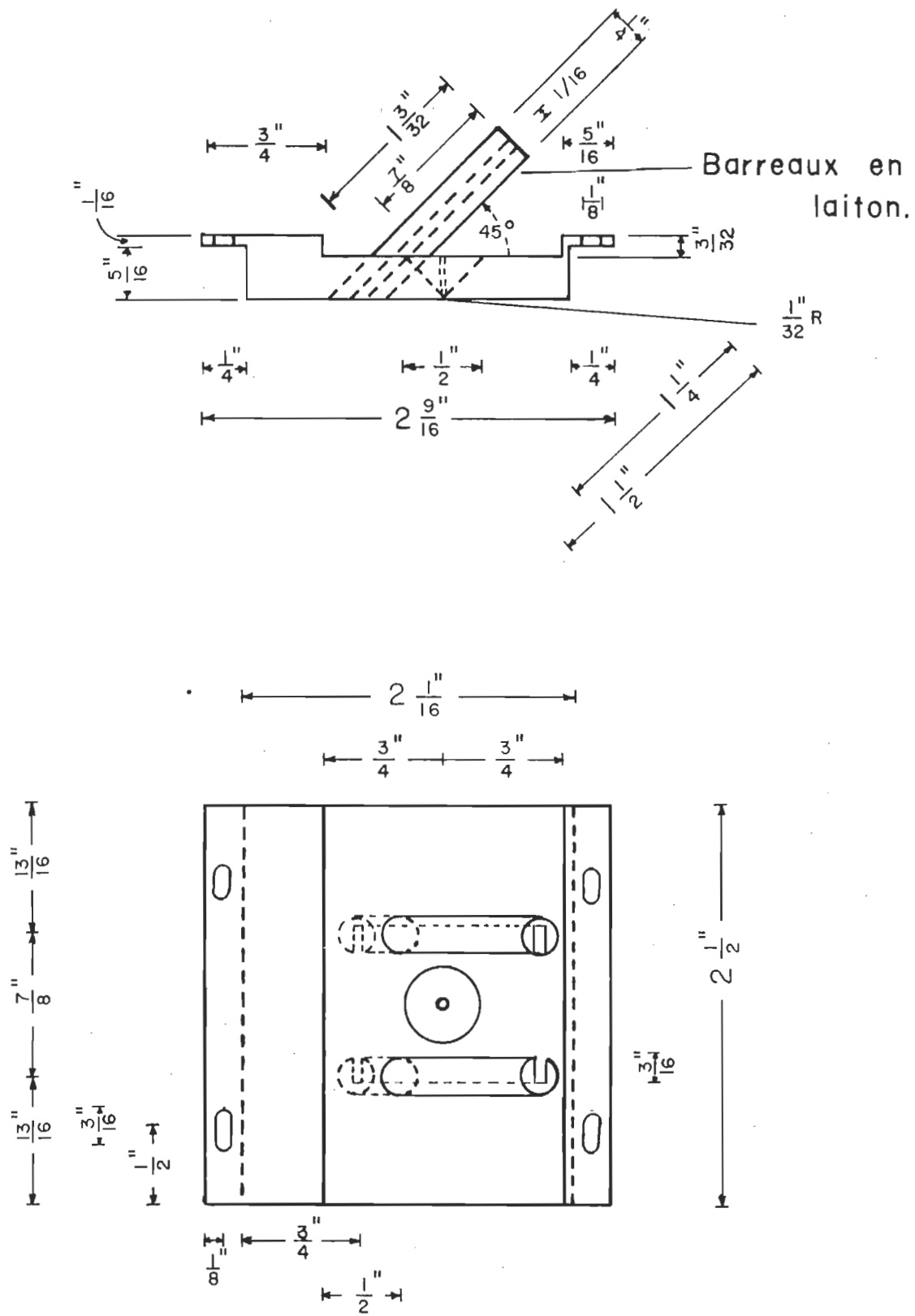
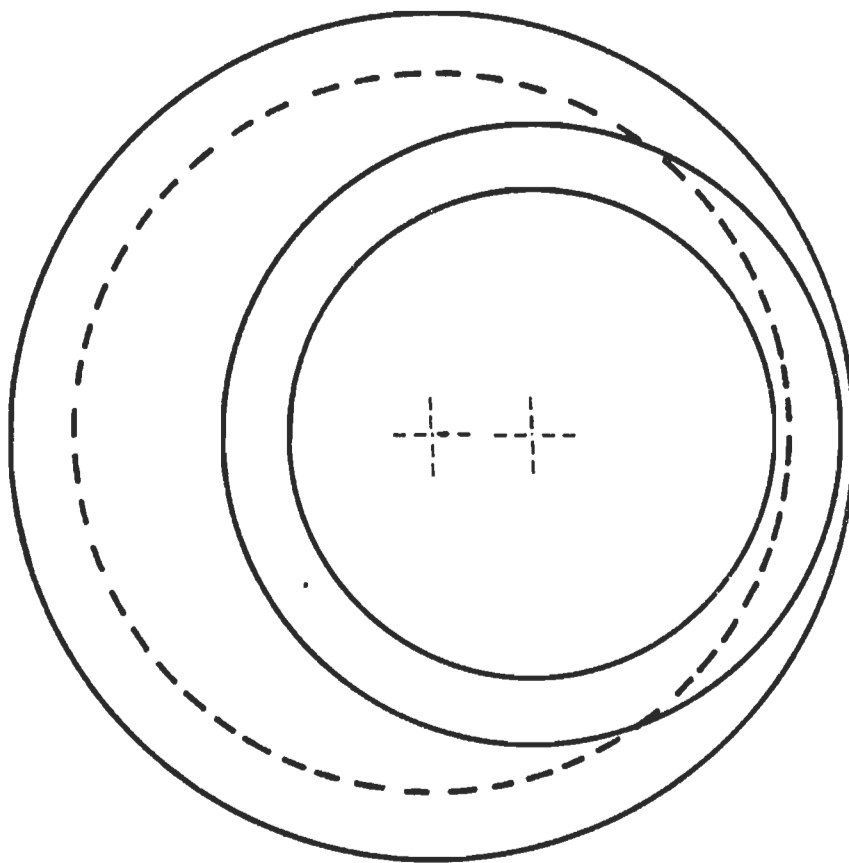
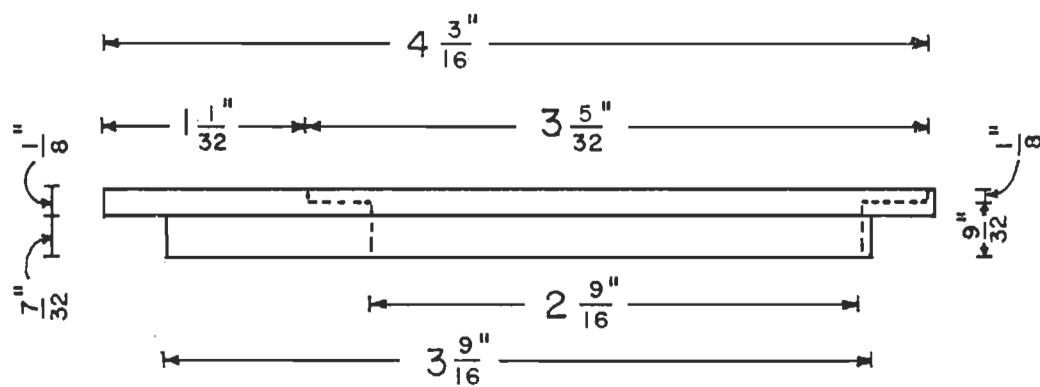
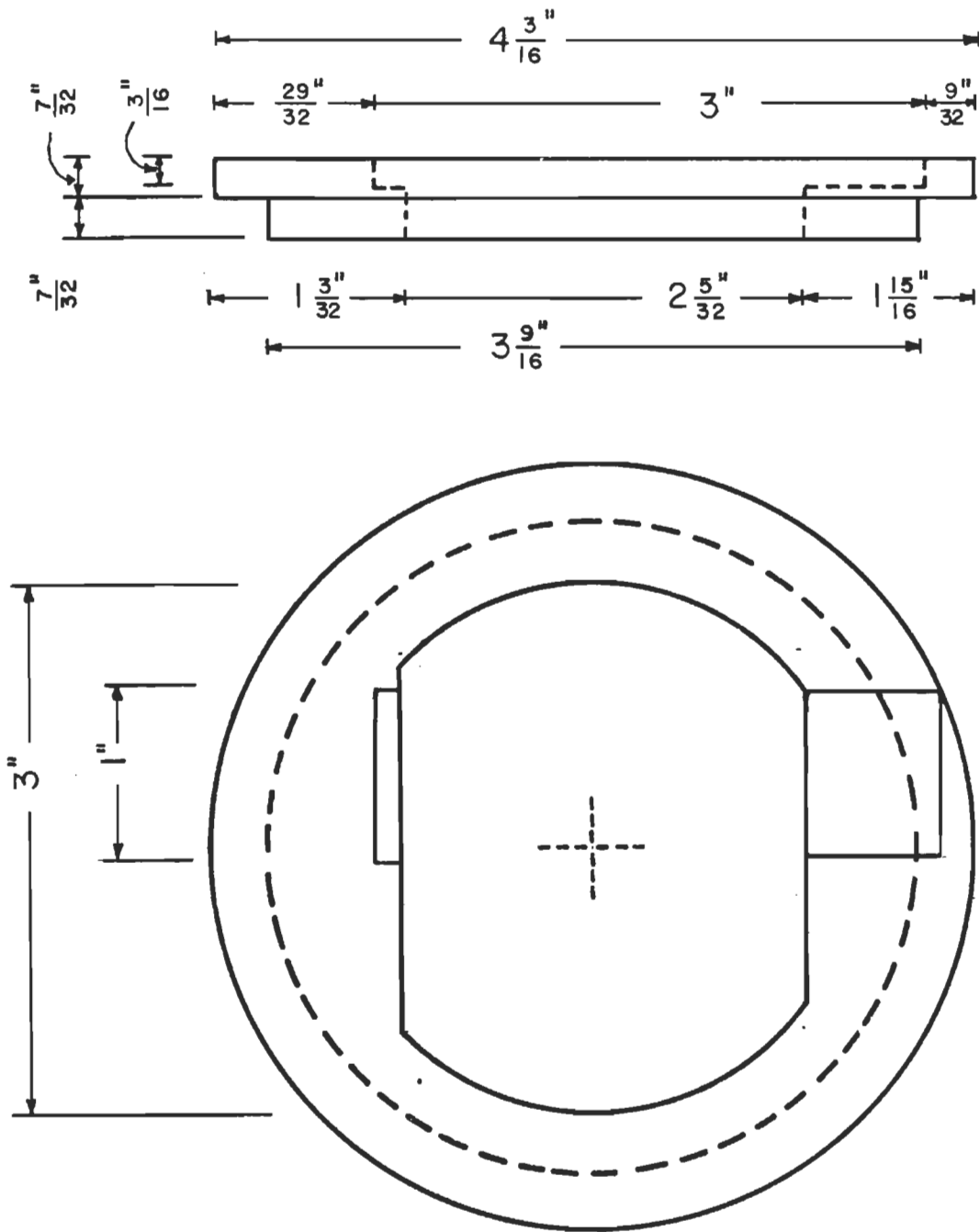


FIGURE 11: Plan détaillé de la section a.



SECTION B

FIGURE 12: Plan détaillé de la section b premièrement employée.



SECTION B

FIGURE 13: Plan détaillé de la section b dernièrement utilisée.

iii) La section c illustrée en figure 14 et 15 se compose de trois plans parallèles dont un est fixe tandis que les deux autres se déplacent suivant deux axes perpendiculaires. Les deux plans mobiles reposent sur des coussinets à billes et sont fixés à des ressorts qui tendent de la amener à une extrémité. Deux vis micrométriques (seulement une est montrée en figure 10 afin de faciliter la compréhension) fixées respectivement au plan mobile supérieur et au plan fixe, permettent d'amener toute région ponctuelle intéressante des plaques vis-à-vis l'orifice de la section a (fig. 11). La section c est retenue à la charpente par l'entremise du plan fixe qui est relié par quatre vis au deuxième étage de la section d. Chacun des plans est muni d'une grande ouverture interne de façon à avoir un bon champ de manoeuvre sans être gêné par le cylindre de la section e.

iv) La section d dont les plans détaillés sont fournis aux figures 16, 17 et 18 comprend trois étages. Le matériel utilisé est de l'aluminium, sauf pour deux tiges (fig. 16 à 18, partie a) fabriquées en acier. Le premier étage (fig. 17 et 18, partie b) est destiné à recevoir le pied du microscope ainsi qu'à servir de base pour le reste de la charpente. Le deuxième étage (fig. 17 et 18, partie c) reçoit le microscope qui est fixé par les mêmes écrous servant antérieurement à retenir la platine. C'est aussi au deuxième étage qui vient s'intercaler la section e retenue par une légère saillie à la base de l'ouverture (fig. 16, 17 et 18, partie e). On remarque à ce même étage les quatre points d'attache de la section c (fig. 16, 17 et 18, partie f). Le troisième étage (fig. 17 et 18, partie d) sert d'appui à la section a vissée aux tiges d'acier.

v) La section e, telle qu'illustrée dans les figures 19 et 20, comprend: un cylindre plein d'aluminium (fig. 19, partie a) muni de trois longues cavités recevant trois aiguilles (fig. 20, partie b) qui servent à compresser les plaques. Ce cylindre glisse dans un tube de laiton (fig. 20, partie a) possédant

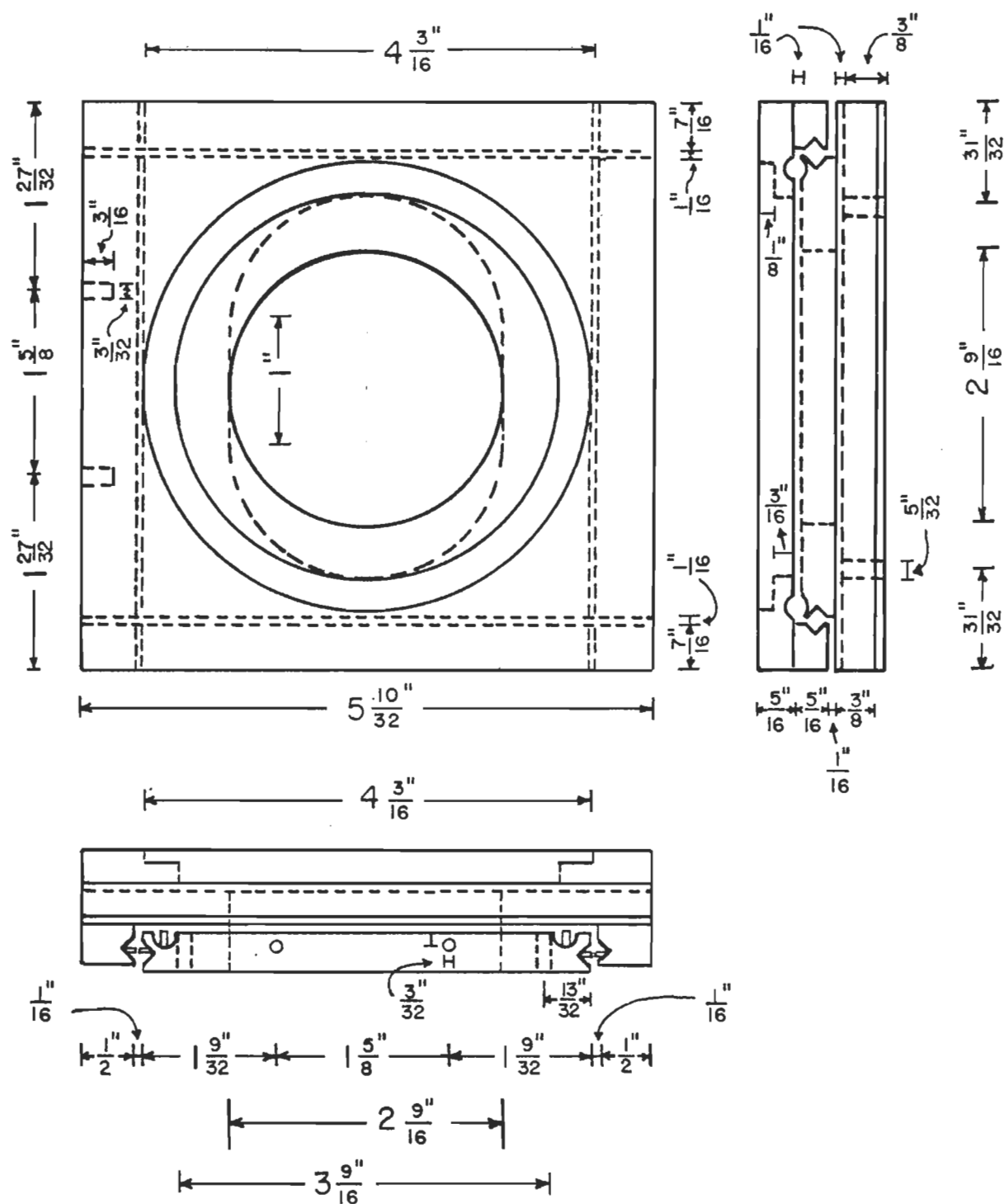


FIGURE 14: Plan détaillé de la section c vue dans un plan horizontal supérieur et dans deux plans verticaux.

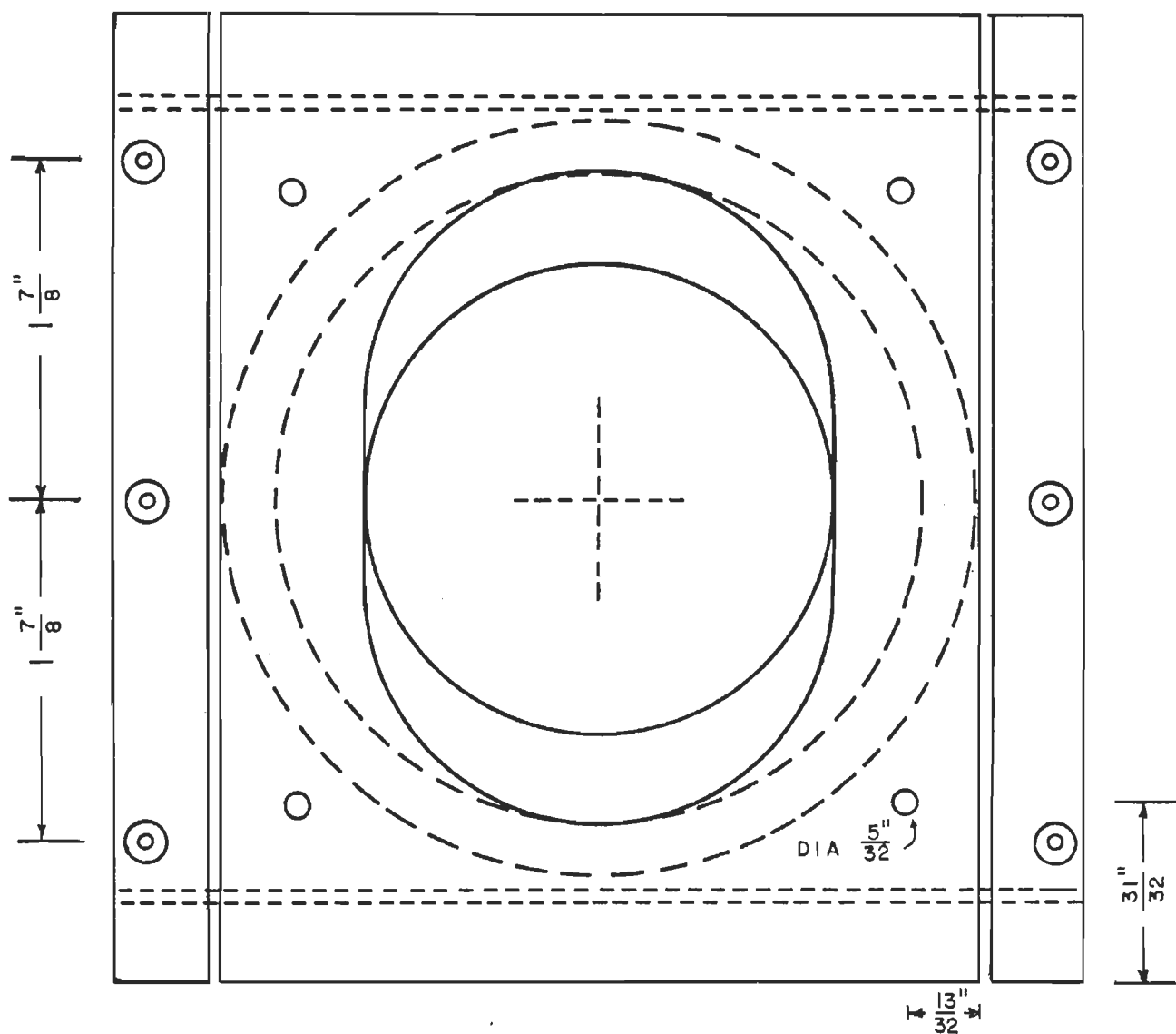


FIGURE 15: Plan détaillé de la section c vue dans un plan horizontal inférieur.

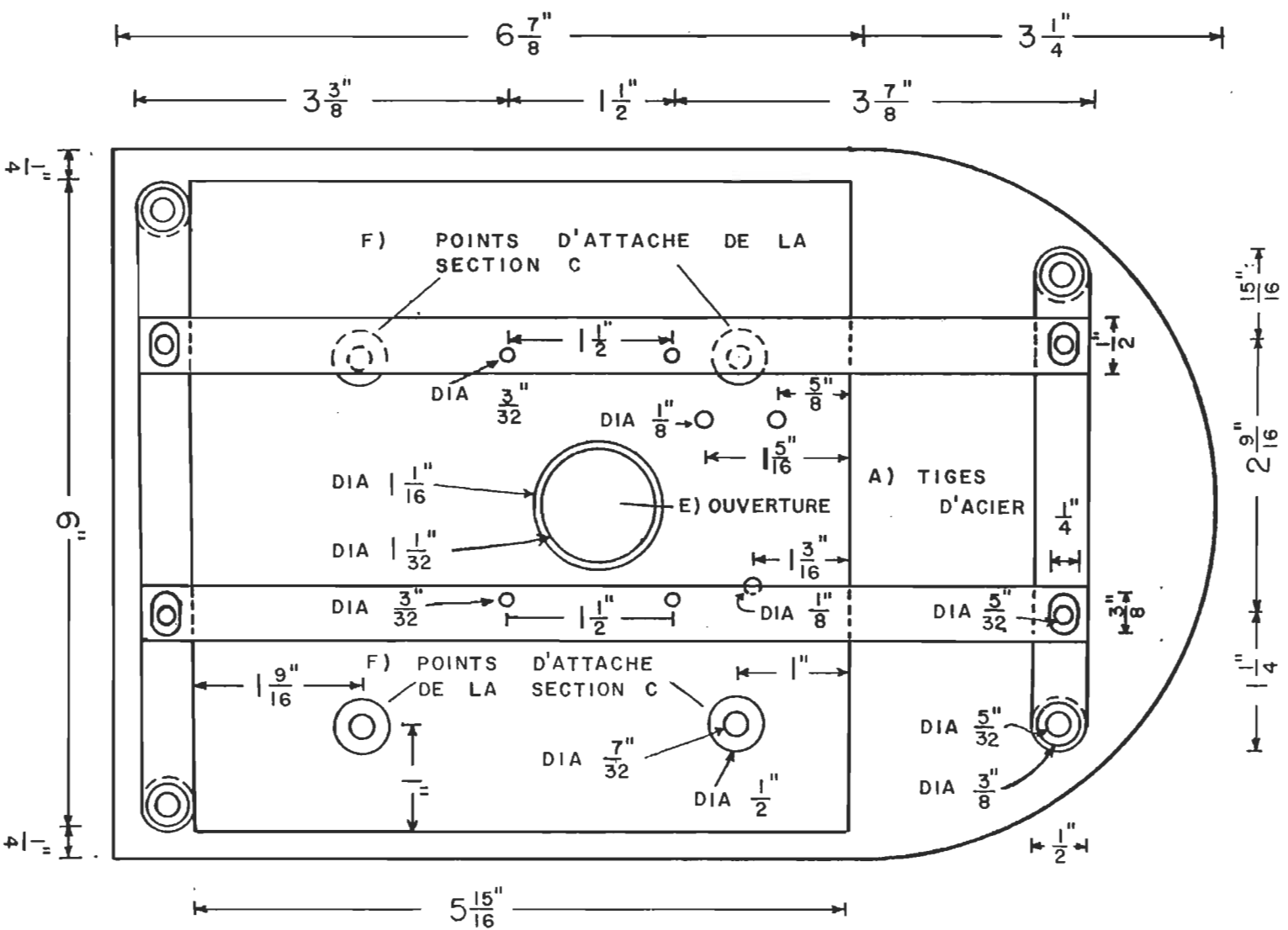


FIGURE 16: Plan détaillé de la section d vue dans un plan horizontal supérieur.

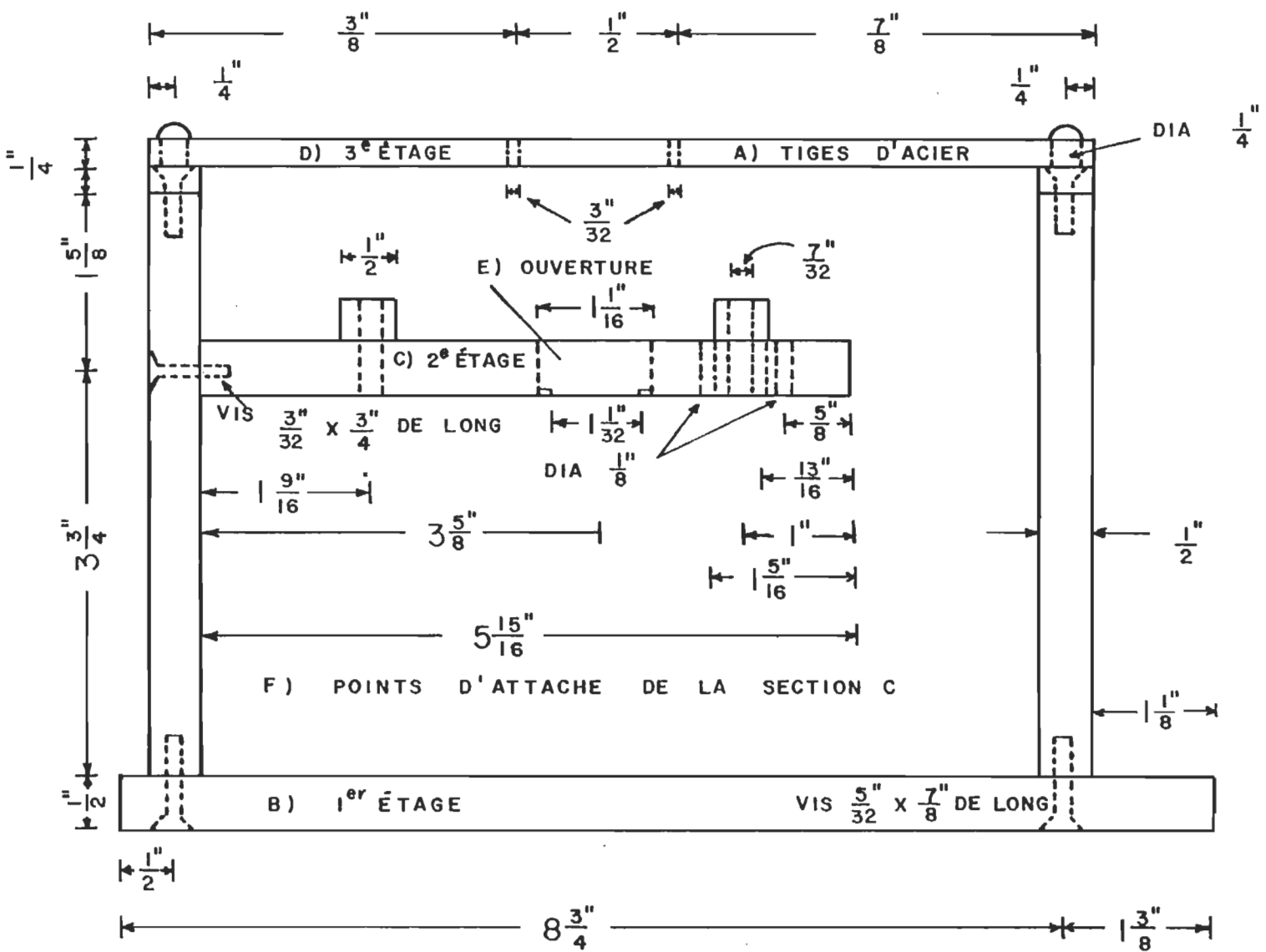


FIGURE 17: Plan détaillé de la section d vue dans le plan vertical gauche.

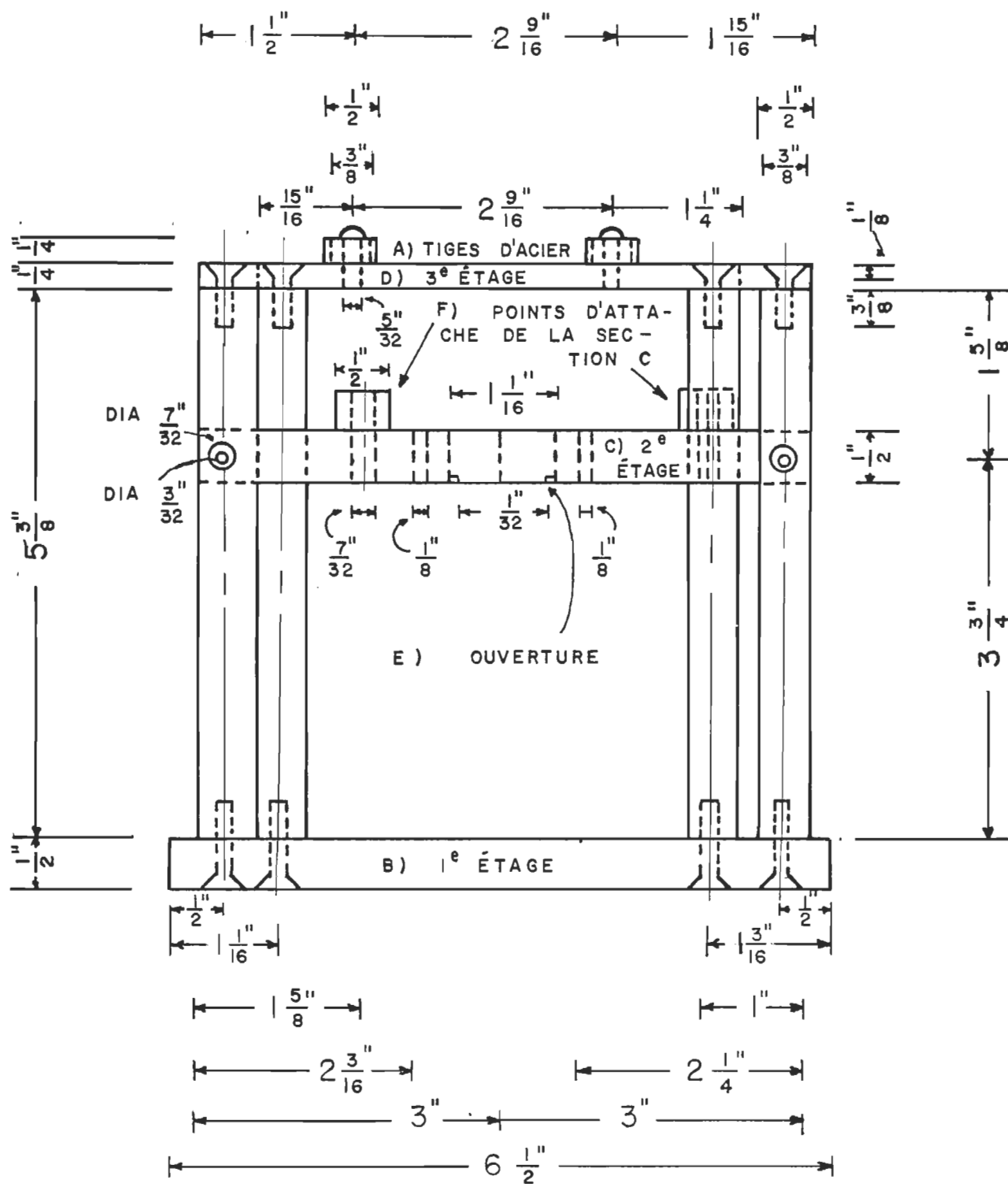


FIGURE 18: Plan détaillé de la section d vue dans le plan vertical nous faisant face.

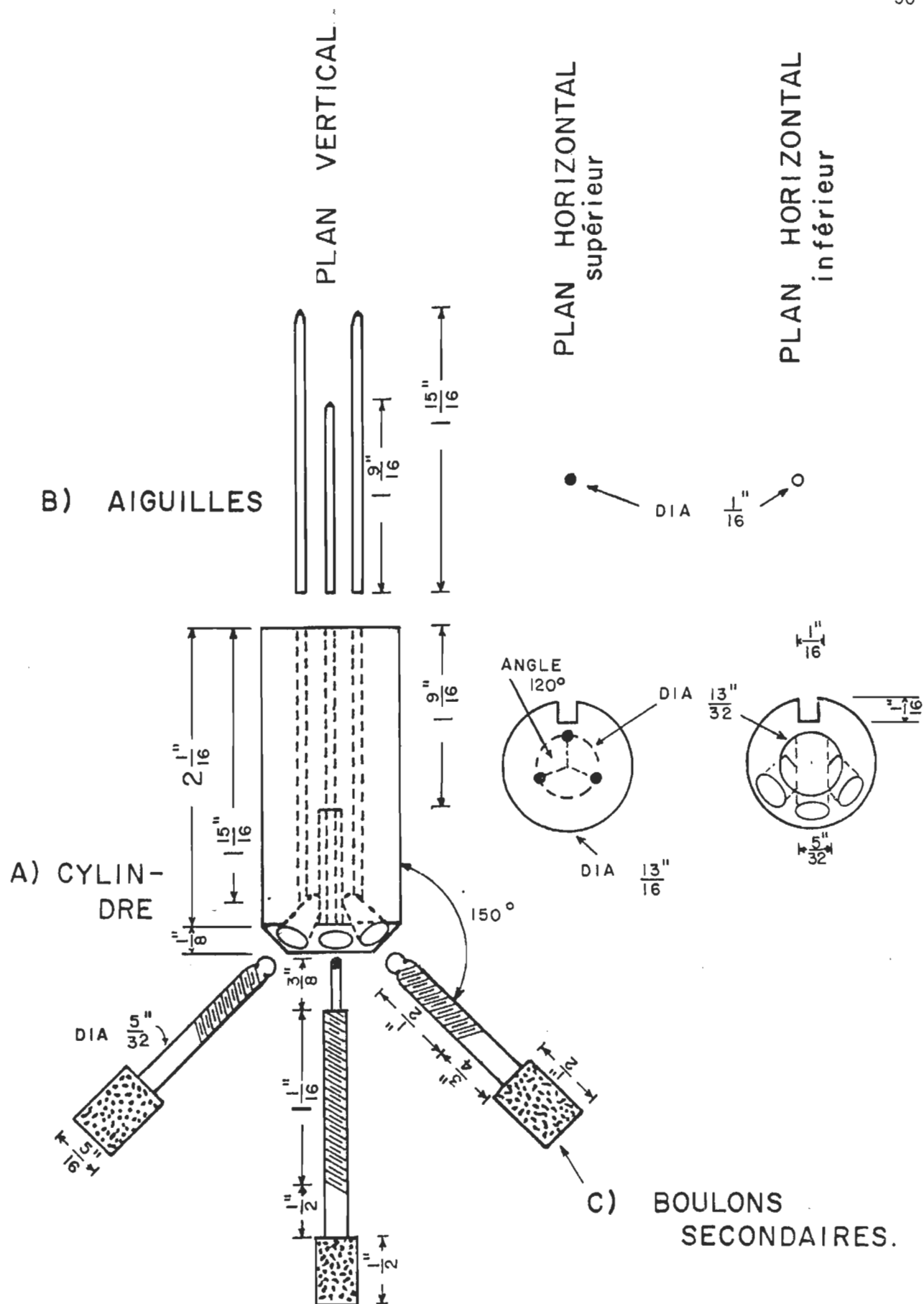


FIGURE 19: Plan détaillé de la section e comprenant les aiguilles et les boulons secondaires.

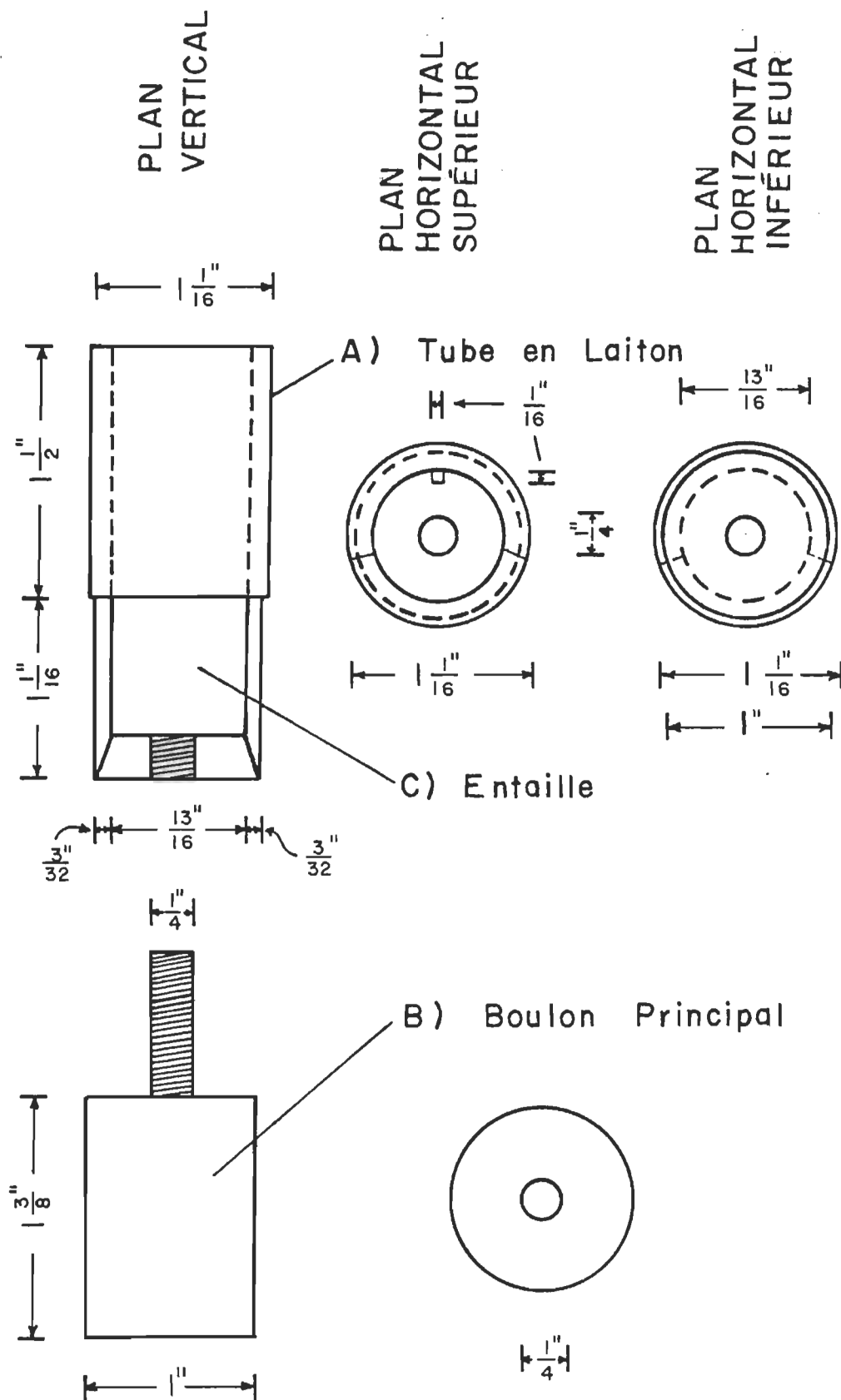


FIGURE 20: Plan détaillé de la section e comprenant le tube de laiton et le boulon principal.

une entaille nous permettant de manoeuvrer trois boulons secondaires (fig.19, partie c) inclinés à 30° par rapport à la verticale. C'est en vissant ces boulons secondaires dans les écrous, au bas du cylindre d'aluminium, qu'il est possible d'élever ou d'abaisser les aiguilles. A la base du tube se visse le boulon principal (fig. 20, partie b) lequel permet, par la poussée exercée sur le cylindre d'aluminium, une première compression des lamelles. L'ajustement final se fait avec les boulons secondaires. Le tube de laiton est machiné de telle façon que sa partie inférieure passe dans l'ouverture du deuxième étage de la section d et que sa partie supérieure reste emprisonnée à $1/32$ de pouce du bas de l'ouverture.

3.2.4 Le microscope

Le microscope utilisé est démunie de sa platine afin de l'unir au deuxième étage de la section d. Un objectif de 32 mm est utilisé tandis que l'oculaire est retiré de façon à former une image agrandie de l'aire éclairée ($1/16''$ de diamètre) de la surface des plaques. Cette aire se trouve focalisée sur la fente du spectroscope.

3.2.5 Le prisme, le support à prisme ainsi que le support pour la source ponctuelle.

Le prisme choisi est un prisme à 90° . Il est à noter que nous avons utilisé dans les premières expériences un miroir au lieu du prisme, cependant nous avons trouvé que le prisme présente de grands avantages, en particulier en ce qui concerne l'alignement. Afin d'obtenir un alignement relativement simple, il faut que le prisme puisse se déplacer facilement et délicatement dans un plan verticale et qu'il puisse posséder dans ce plan un axe de rotation horizontal. Ainsi, nous avons construit un support correspondant à ces besoins. Ce support est constitué des parties suivantes: la base illustrée à la figure 21, les sections verticales données aux figures 22 et 23 et la section horizontale de la figure 24 possédant un système tournant à son extrémité. Notons que la partie (b) de la figure 24 reçoit le prisme. En utilisant les mêmes plans de construction, nous avons machiné un support pour la source ponctuelle. En effet, on n'a qu'à se servir de la base et des sections verticales du support à prisme et d'y ajouter la section horizontale de la figure 25.

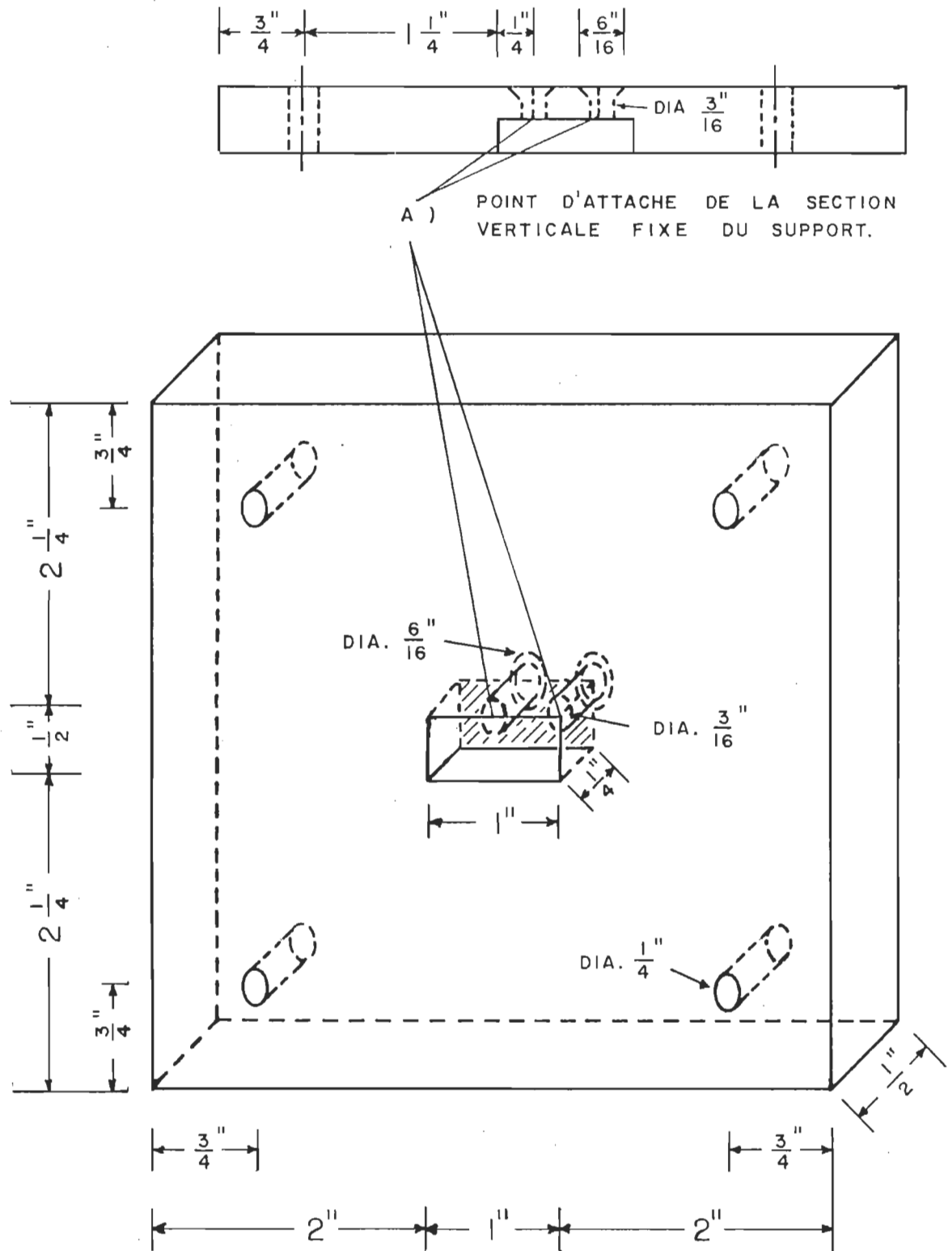


FIGURE 21: Plan détaillé de la base des supports à prisme et à source.

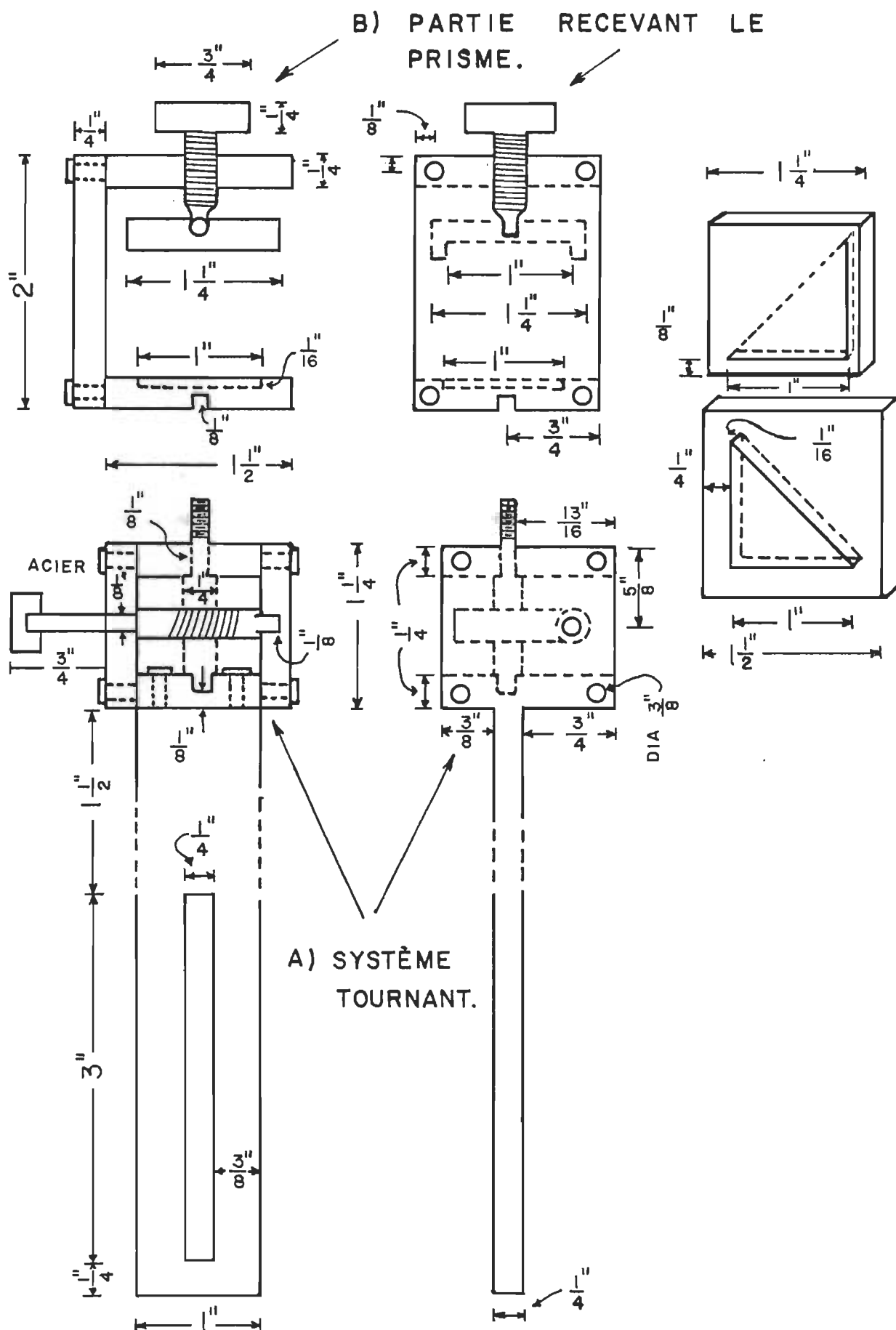


FIGURE 24: Plan détaillé de la section horizontale du support recevant le prisme.

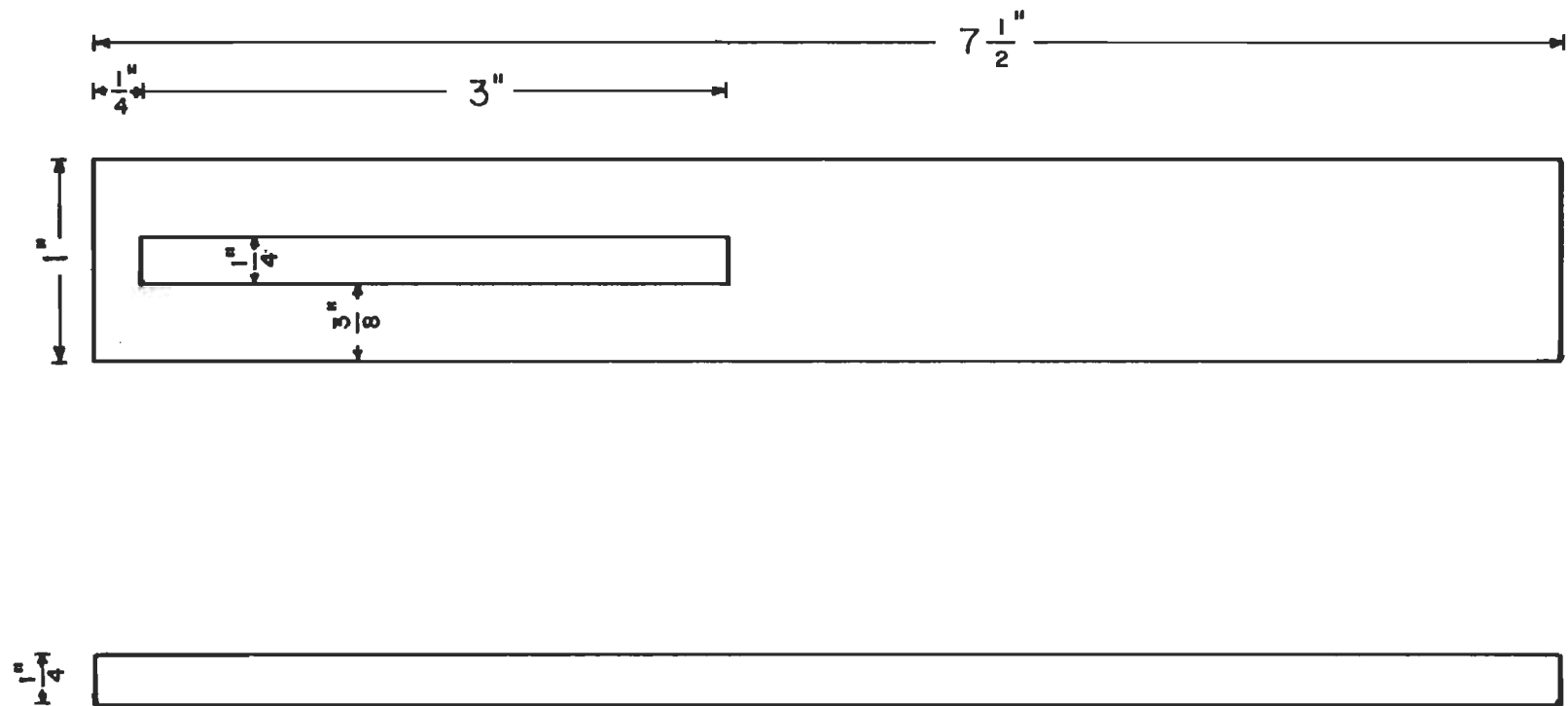


FIGURE 25: Plan détaillé de la section horizontale recevant la source ponctuelle.

3.2.6 Le spectroscope

Le spectroscope a été emprunté au département de physique de l'Université Mc Gill. Le département de physique de l'U.Q.T.R. a fourni une fente d'entrée provenant d'un spectroscope de même marque mais plus récent. L'oculaire (10 X) du spectroscope est celui pris à même le microscope. Dans les deux cas, il a été nécessaire de fabriquer des adaptateurs afin de les ajuster au spectroscope. Un tambour gradué en angströms permet de lire directement la longueur d'onde de la lumière vue par l'oculaire.

3.2.7 Système employé à produire un canal dans un film mince

Tel que présenté à la figure 26, le système est formé de la platine du microscope et d'un balancier, ces deux éléments étant fixés à une base d'aluminium. Le mécanisme de la platine permet de déplacer la lamelle suivant deux axes perpendiculaires. Une aiguille destinée à produire le canal est fixée par une vis au bout du balancier. Un contrepoids ajustable applique la pression désirée sur l'aiguille ce qui permet d'enlever complètement le film dans le sillon du canal. Ce système trace un canal droit et uniforme à un endroit précis de la lamelle.

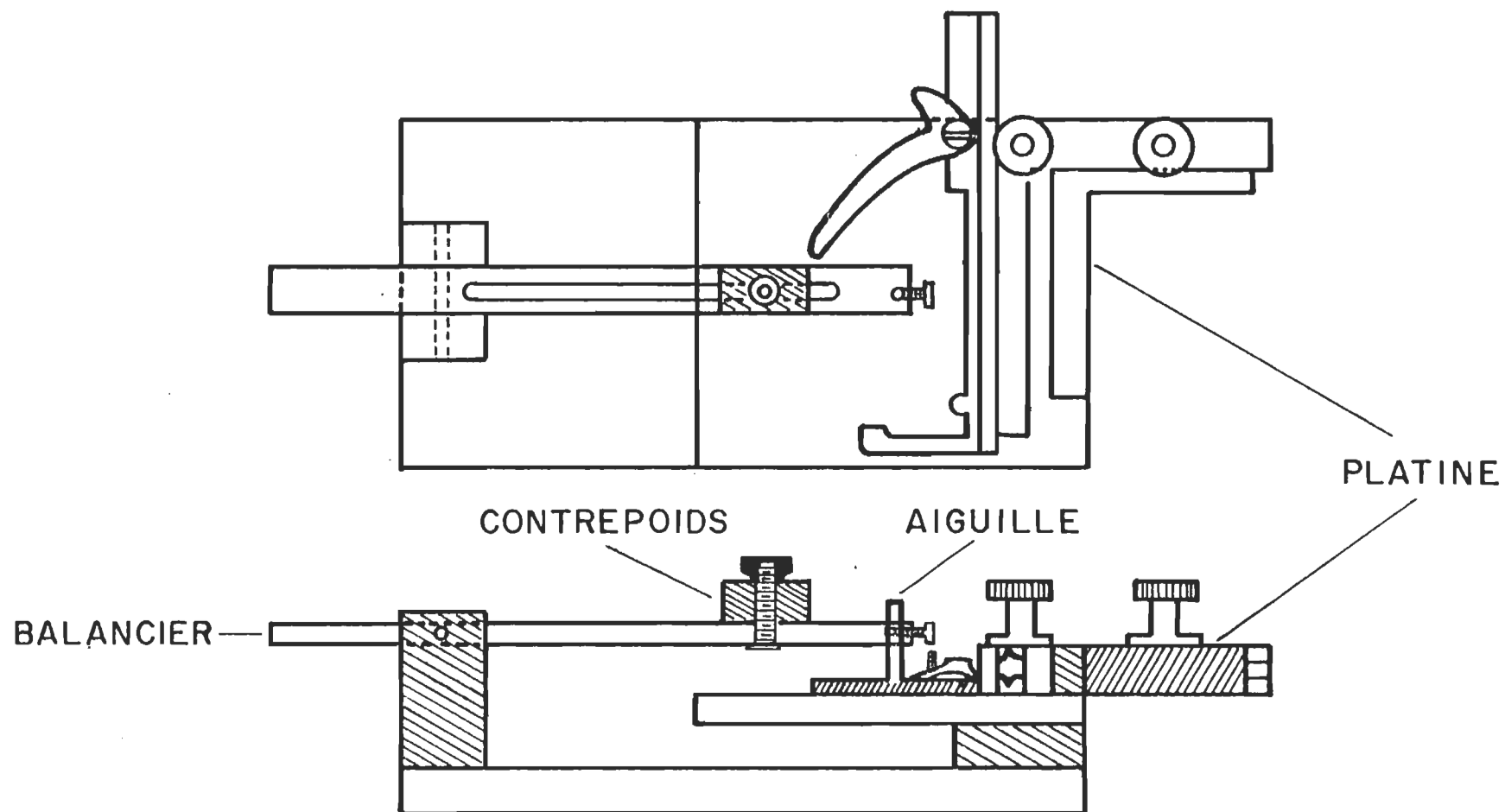


FIGURE 26: Schéma du système employé pour produire un canal dans un film ou dans une multicouche.

3.3 Manipulation

Une fois que les lamelles ont reçu une couche d'argent semi-transparente (plaque interférométrique supérieure) ou opaque (plaque interférométrique inférieure), elles sont réunies sur leurs faces argentées de façon à former les plaques d'interférence. Ces plaques sont insérées dans la cavité de la section b (fig. 10, page 40). En connaissant la position du saut, on déplace le plan mobile supérieur de la section c (fig. 10) jusqu'à ce que le saut se trouve exactement au centre de l'orifice de la section a (fig. 10). Puis le bord des plaques est amené à 1/4 de pouce de l'orifice en déplaçant le plan mobile inférieur de sorte que nous puissions choisir cinq positions différentes de lectures distantes de 1/8 de pouce tout au long du saut.

A l'aide du boulon principal soulevant le cylindre d'aluminium de la section c (fig. 10), on compresse en premier lieu les lamelles contre la section a (fig. 10). A ce moment, il est déjà possible de voir les franges, ainsi que leur discontinuité. Cette discontinuité est attribuée au saut sur la lamelle. En second lieu, on se sert des boulons secondaires pour produire des pressions localisées jusqu'à ce qu'on obtienne des franges droites ayant de bas ordres d'interférence. Ces ordres sont nécessaires pour
15,16,25
obtenir des mesures précises.

CHAPITRE IV

RESULTATS

4.1 Résultats obtenus avec l'arachidate de cadmium.

4.1.1 La méthode du canal.

Les premières tentatives de mesures d'épaisseur ont été faites par la méthode du canal, telle que présentée en figure 2 A. Les mesures ont été prises pour des multicouches ayant un nombre impair de monocouches d'une jusqu'à dix neuf monocouches. Les résultats ont été calculés à l'aide de l'équation (20) et ils sont présentés dans les tableaux III à VIII. Les symboles #, n , $\overline{\tau/n}$ représentent respectivement le numéro de la lamelle, le nombre de monocouches et l'épaisseur moyenne d'une monocouche. Le symbole $\overline{\tau/n}^*$ indique l'épaisseur moyenne d'une monocouche calculée à partir des résultats marqués d'un astérisque (*). L'état privilégié de ces résultats est discuté plus loin. En utilisant cette méthode, on note que les résultats deviennent intéressants seulement si un nombre suffisant de monocouches est déposé sur la lamelle. En effet, lorsqu'on creuse le canal dans la multicouche, il est possible que ce canal soit plus ou moins profond que l'épaisseur de la multicouche. Ainsi, on remarque que devant un nombre assez grand de monocouches (>9) cette petite variation dans la profondeur du canal devient négligeable lorsqu'on détermine l'épaisseur d'une monocouche (τ/n). D'autre part, en examinant les résultats obtenus pour les lamelles # 7 (tableau IV) et # 13 (tableau V) qui ne sont que de 1.24 et 1.75 nm respectivement, ce qui est

#	n	λ_0 (10 ⁻¹ nm)	λ_0^1 (10 ⁻¹ nm)	λ_1 (10 ⁻¹ nm)	$\lambda_0 - \lambda_1$ (10 ⁻¹ nm)	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$ (10 ⁻¹ nm)	τ (10 ⁻¹ nm)	τ/n (10 ⁻¹ nm)	$\overline{\tau/n}$ (10 ⁻¹ nm)	$\overline{\tau/n}^*$ (10 ⁻¹ nm)
1	5	5517	5478	4737	780	6.07	19.5	118.4	23.7		
		5600	5568	4692	908	5.16	16	82.6	16.5		
		5851	5811	4907	944	5.19	20	103.8	20.8		
		5060	5030	4345	715	6.07	15	91.1	18.2	19.8 ±3.6	
2	9	5827	5780	5119	708	7.23	23.5	169.9	18.9		
		5949	5895	5292	657	8.05	27	217.4	24.2 [*]		
		5434	5337	4615	819	5.63	48.5	273.1	30.4	24.4 ±5.8	24.2
3	17	5733	5626	5028	705	7.13	53.5	381.5	22.4		
		6300	6128	5262	1038	5.06	86	435.2	25.6 [*]		
		5262	5127	4523	739	6.12	67.5	413.1	24.3		
		6548	6398	5614	934	6.01	75	450.8	26.5 [*]		
		5614	5498	4924	690	7.13	58	413.5	24.3	24.6 ±2.0	26.1±.5
4	3	5431	5372	4829	602	8.02	29.5	236.6	78.9		
		6156	6091	5397	759	7.11	32.5	231.1	77.0		
		5741	5712	4941	800	5.80	14.5	84.1	28.0	61.3 ±25.5	
5	1	lectures impossibles									
6	7	Lamelle brisée lors de la compression									

TABLEAU III: Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 5, 9, 17, 1 et 7 monocouches.

#	n	λ_0	λ_0^1	λ_1	$\lambda_0 - \lambda_1$	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$	τ	τ/n	$\overline{\tau/n}$	$\overline{\tau/n}^*$
		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)
7	9	5352	5330	4861	491	9.90	11	108.9	12.1		
		5283	5250	4617	666	6.93	16.5	114.4	12.7		
		5910	5867	4950	960	5.15	21.5	110.7	12.3		
		6658	6585	5025	1633	3.07	36.5	112.1	12.5	12.4 ± 3	
8	11	brisée lors de la compression									
9	13	5604	5557	5142	462	11.12	23.5	261.3	20.1		
		5138	5095	4752	386	12.31	21.5	264.7	20.4		
		5353	5324	5056	297	17.02	14.5	246.8	19.0		
		5056	5028	4792	264	18.15	14	254.1	19.6		
		5390	5351	5086	304	16.73	19.5	326.2	25.1	20.8 ± 3.1	
10	15	5691	5641	5292	399	13.26	25	331.5	22.1		
		5292	5243	4943	349	14.16	24.5	346.9	23.1		
		5720	5682	5287	433	12.21	19	232.0	15.5		
		5287	5235	4911	379	13.06	26	339.6	22.6		
		5900	5839	5412	488	11.09	30.5	338.3	22.6		
		5410	5353	4989	421	11.85	28.5	337.7	22.5		
		5563	5519	5200	363	14.32	22	315.0	21	21.3 ± 3.8	

TABLEAU IV: Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 9, 11, 13, et 15 monocouches.

#	n	λ_0	λ_0^I	λ_1	$\lambda_0 - \lambda_1$	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^I)/2$	τ	τ/n	$\overline{\tau/n}$	$\overline{\tau/n}^*$
		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)
11	5	5649	5611	4731	918	5.15	19	97.9	19.6		
		5379	5352	4844	535	9.05	13.5	122.2	24.4	22.0 ±2.4	
12	1	lectures impossibles									
13	9	5237	5186	4450	787	5.65	25.5	144.1	16.0		
		5194	5133	4524	670	6.75	30.5	205.9	22.9		
		5080	5023	4178	902	4.63	28.5	132.0	14.7		
		5620	5542	4445	1175	3.78	39	147.4	16.4	17.5 ±4.1	
14	9	6191	6115	5318	873	6.09	38	231.4	25.7 [*]		
		5318	5254	4662	656	7.10	32	227.2	25.2		
		6053	5989	5283	770	6.86	32	219.5	24.4		
		5283	5227	4637	646	7.17	28	200.8	22.3		
		5722	5667	5086	636	7.99	27.5	219.7	24.4 [*]		
		5086	5040	4578	511	8.95	23	205.9	22.9		
		5706	5646	5072	634	8.00	30	240.0	26.7 [*]		
		5072	5022	4569	503	9.08	25	227	25.2		
		5018	4964	4570	448	10.2	27	275.4	30.6	25.3 ±4.2	25.6±1.2

TABEAU V: Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 5, 1, 9 et 9 monocouches.

#	n	λ_0	λ_0^1	λ_1	$\lambda_0 - \lambda_1$	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$	τ	τ/n	$\overline{\tau/n}$	$\overline{\tau/n}^*$
		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)
15	11	6500	6353	5201	1299	4.00	73.5	294.0	26.7*		
		5201	5082	4334	867	4.99	59.5	296.9	27.0*		
		5862	5799	5287	575	9.19	31.5	289.5	26.3	26.7 ± 4	26.9 ± 2
		à un autre endroit le long du canal.									
		6195	6093	5172	1023	5.05	51.0	257.6	23.4*		
		5189	5097	4459	730	6.10	46.0	280.6	25.5		
		5772	5691	5055	717	7.05	40.5	285.5	26.0*		
		5050	4997	4505	545	8.26	26.5	218.9	19.9	23.7 ± 3.1	24.7 ± 1.3
16	13	5917	5762	4761	1156	4.11	77.5	318.5	24.5		
		6057	5820	4559	1498	3.04	118.5	360.2	27.7*	26.1 ± 1.6	27.7
17	15	5783	5643	5057	726	6.96	70	487.2	32.5		
		5057	4948	4501	556	8.10	54.5	441.2	29.4		
		6119	6020	5455	664	8.22	49.5	406.7	27.1		
		5455	5364	4922	533	9.23	45.5	410.0	28.0		
		4922	4833	4500	422	10.66	44.5	474.4	31.6	29.7 ± 2.7	

TABLEAU VI: Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 11, 13 et 15 monocouches.

#	n	λ_0	λ_0^1	λ_1	$\lambda_0 - \lambda_1$	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$	τ	τ/n	$\overline{\tau/n}$	$\overline{\tau/n}^*$
		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)
17	15	à un autre endroit le long du canal.									
		6470	6382	5841	629	9.28	44	408.3	27.2		
		5841	5762	5336	505	10.56	39.5	417.1	27.8		
		5336	5260	4900	436	11.23	38	426.7	28.5		
		6502	6299	5220	1282	4.07	101.5	413.1	27.5 [*]		
		5220	5067	4375	845	5.17	76.5	395.5	26.4	27.5±1.1	27.5
18	19	6463	6330	5735	728	7.87	66.5	523.4	27.6		
		5735	5610	5160	575	8.97	62.5	560.6	29.5		
		5160	5050	4690	470	9.97	55	548.4	28.9		
		4690	4599			≈ 11	45.5	500.5	26.3	28.1±1.6	
		à un autre endroit le long du canal									
		5563	5390	4774	789	6.05	86.5	523.3	27.5		
		4774	4631			≈ 7	71.5	500.5	26.3		
		6180	6024	5402	778	6.94	78	541.3	28.5		
		5402	5267	4806	596	8.06	67.5	544.1	28.6 [*]		
		4806	4689			≈ 9	58.5	526.5	27.7	27.7±1.2	28.1±.6

TABLEAU VII: Résultats obtenus par la méthode du canal pour des multicouches de 15 et 19 monocouches.

#	n	λ_0	λ_0^1	λ_1	$\lambda_0 - \lambda_1$	$\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$	$(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$	τ	τ/n	$\overline{\tau/n}$	$\overline{\tau/n}^*$
		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)		(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)	(10 ⁻¹ nm)
19	17	6356	6216	5433	923	5.88	70	411.6	24.2		
		5433	5320	4751	682	6.96	56.5	393.2	23.1		
		4751	4651			≈ 8	50	400.0	23.5		
		6510	6082	4365	2145	2.03	214	434.4	25.6 [*]	24.1 \pm 1.3	25.6
		à un autre endroit le long du canal									
		6265	6174	5680	585	9.70	45.5	441.4	26.0		
		5680	5605	5210	470	11.08	37.5	415.5	24.4		
		5210	5138	4809	401	11.99	36	431.6	25.4		
		4809	4748	4470	339	13.18	30.5	402.0	23.7		
		4470	4410			≈ 14	30	420.0	24.7		
		5729	5507	4589	1140	4.02	111	446.2	26.3 [*]		
		4589	4424			≈ 5	82.5	412.5	24.3	25.0 \pm 1.3	26.3

Moyenne des $\overline{\tau/n}$: 2.44 \pm 0.4 nm

Moyenne des $\overline{\tau/n}^*$: 2.63 \pm 0.15 nm

TABEAU VIII: Résultats obtenus par la méthode du canal pour une multicouche de 17 monocouches.

différent de la valeur théorique proposée par Checinska¹⁸, soit de 2.65 nm, nous constatons que le canal semble beaucoup moins profond que prévu. Lors de la formation du canal ou encore dans l'intervalle de temps précédent l'évaporation de l'argent, il peut se loger des particules au fond du canal ou sur ses bords ce qui entraînerait ces erreurs importantes sur les résultats expérimentaux.

L'erreur sur la lecture λ_0 (région visible) ainsi que l'erreur sur la lecture de λ_1 (qui est la plus importante car la lecture se fait généralement dans la région du violet) amènent une incertitude sur le terme $\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$ ce qui l'éloigne de l'ordre nominal. Scott¹⁵ et Shirahata²⁵ mentionnent que ce terme (pour des surfaces réfléchissantes faites d'argent) est supérieur à l'ordre nominal d'une valeur variant de .01 à .07. Dans beaucoup de cas, l'écart relatif à l'ordre nominal provient de la petitesse du terme $(\lambda_0 - \lambda_1)$ en rapport avec λ_1 puisque dans ces cas, il ne suffit que d'une légère erreur sur $(\lambda_0 - \lambda_1)$ pour qu'on s'éloigne considérablement de l'entier. A titre d'exemple, prenons le cas de la lamelle # 15. Les deux premières lectures donnent $\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$ très près d'un entier. Dans le cas de ces deux lectures, on obtient 2.67 et 2.70 nm ce qui correspond bien à la valeur théorique proposée. De cette discussion, nous devons lorsque l'équation (20) est employée pour le calcul de l'épaisseur, négliger les résultats obtenus lorsque le terme $\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$ s'éloigne de l'entier par une valeur supérieure à .07. De plus, il est souhaitable que les lectures soient faites avec de bas ordres, tels que 1 ou 2, puisque l'erreur de lecture obtenue sur $(\lambda_0 - \lambda_0^1)/2$ n'est plus multipliée que par un facteur de 1 ou 2. Ces bas ordres étaient très difficiles à obtenir mais, par la suite, nous avons modifié certaines sections du système contenant les plaques interférométriques afin d'obtenir plus facilement ces bas ordres qui sont constamment employés aux sections 4.1.2. et 4.1.3.

Des tableaux III à VIII, retenons les résultats obtenus avec des ordres

d'interférence inférieurs à 10 et dont les écarts sur le terme $\lambda_1/(\lambda_0 - \lambda_1)$, sont inférieurs à .07. Ces résultats proviennent de multicouches formées de 9 monocouches et plus et on les reconnaît dans les tableaux III à VIII à leur astérisque. La moyenne des $\overline{\tau/n}^*$ (voir tableaux III à VIII) est de 2.63 ± 0.15 nm, tandis que la moyenne des $\overline{\tau/n}$ (voir tableaux III à VIII) est de 2.44 ± 0.4 nm. Comme prévu précédemment dans le texte, on note une plus grande précision pour les résultats dotés d'un astérisque.

4.1.2 La méthode du saut à la limite de déposition.

a. Multicouches de 6 et de 4 monocouches.

Dans la littérature scientifique, la méthode du saut à la limite de ^{11,12,25} déposition est appelée la méthode de la marche. Elle consiste, telle que montrée en figure 2 B, à déposer un nombre donné de monocouches et d'étudier l'épaisseur à la limite de déposition sur la lamelle. Au lieu de déposer la multicouche (fig.27, partie b) que l'on veut étudier directement sur la lamelle, il est préférable de la déposer sur une base plus longue de monocouches ^{10,11} (fig.27, partie c) afin d'éliminer la différence de changement de phase possible dû à des surfaces de matériaux différents de chaque côté du saut. A l'aide de l'équation (33), nous avons calculé l'épaisseur des multicouches en utilisant la méthode du saut à la limite de déposition. Comme l'erreur sur le terme $(\lambda - \lambda^1)$ est importante en comparaison avec le terme de correction dû à l'effet de dispersion du changement de phase, nous avons négligé ce dernier terme dans l'équation (33).

Nous avons mesuré l'épaisseur d'une multicouche formée de 6 monocouches d'arachidate de cadmium déposées sur une base de 9 monocouches. Les résultats obtenus sont donnés au tableau IX pour un même endroit de lecture sur la lamelle et pour les ordres 3,2 et 1. On peut facilement remarquer l'augmentation de la précision vers les bas ordres puisque l'écart sur la moyenne devient plus faible en passant du troisième au deuxième ordre, de même que du deuxième au premier ordre. D'autres mesures d'épaisseur sont présentées au tableau X pour une marche de 4 monocouches sur une base de 9 monocouches et en employant l'ordre 2 (tableau X,a) ainsi que pour une marche de 4 monocouches sur une base de 5 monocouches mais en employant l'ordre 1 (tableau X, b). De nouveau, il est à noter qu'une plus grande précision est obtenue pour l'ordre 1.

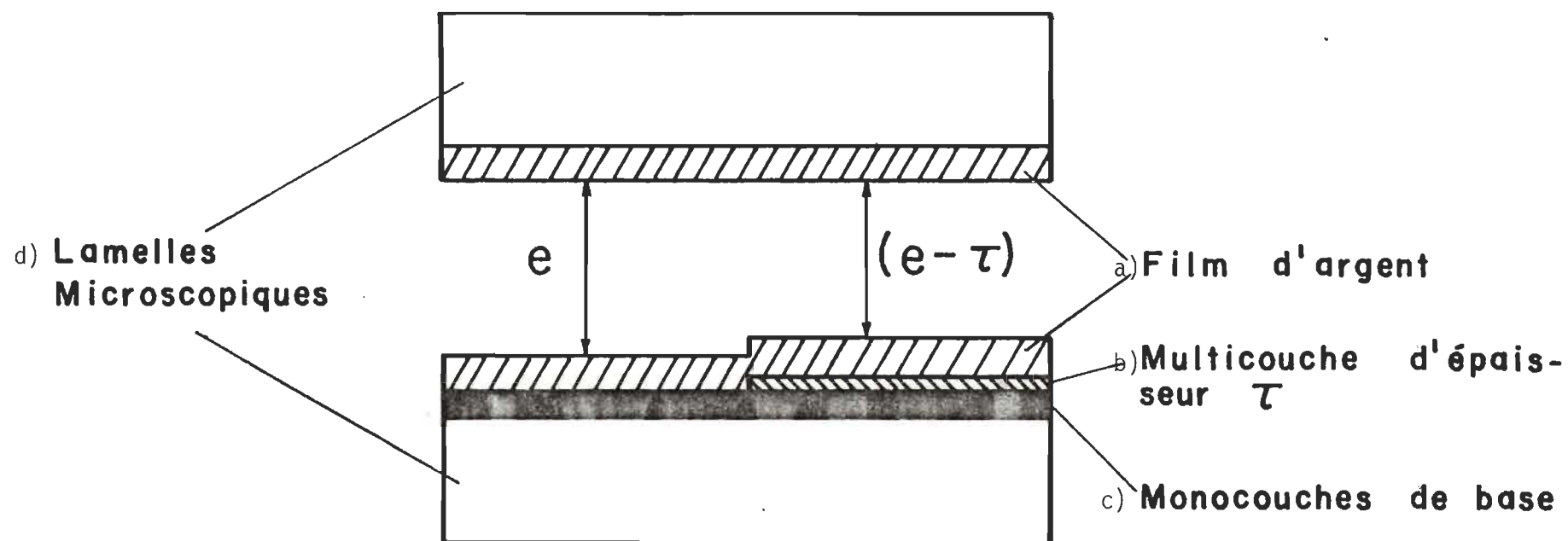


FIGURE 27: Méthode du saut à la limite de déposition pour une multicouche formée sur une base plus longue de monocouches.

TABLEAU IX: Epaisseur mesurées pour une marche de 6 monocouches déposée sur une base de 9.

λ	λ^1	N	$\lambda - \lambda^1/2$	τ	$\tau/6$	$\overline{\tau/6}$
(10^{-1}nm)	(10^{-1}nm)		(10^{-1}nm)	(10^{-1}nm)	(10^{-1}nm)	(10^{-1}nm)
5488	5370	3	59	177.0	29.5	
5465	5359	3	53	159.0	26.5	
5455	5354	3	50.5	151.5	25.3	
5451	5350	3	50.5	151.5	25.3	
5451	5349	3	51	153.0	25.5	
5454	5343	3	55.5	166.5	27.8	
5451	5347	3	52	156.0	26.0	26.6 \pm 2.1
5560	5413	2	73.5	147.0	24.5	
5558	5393	2	82.5	165.0	27.5	
5545	5391	2	77	154.0	25.7	
5550	5401	2	75.5	151.0	25.2	
5555	5394	2	80.5	161.0	26.8	25.9 \pm 1.5
6411	5080	1	165.5	165.5	27.6	
5393	5072	1	160.5	160.5	26.8	
5389	5069	1	160	160.0	26.7	
5386	5070	1	158	158.0	26.3	
5386	5073	1	156.5	156.5	26.1	
5378	5065	1	156.5	156.5	26.1	26.6 \pm .8

TABEAU X: a) Résultats obtenus pour une marche de 4 monocouches déposée sur une base de 9.

λ (10^{-1}nm)	λ^1 (10^{-1}nm)	N	$\lambda - \lambda^1/2$ (10^{-1}nm)	τ (10^{-1}nm)	$\tau/4$ (10^{-1}nm)	$\overline{\tau/4}$ (10^{-1}nm)
5960	5851	2	54.5	109.0	27.3	
5952	5845	2	53.5	107.0	26.8	
5946	5850	2	48	96.0	24.0	
5818	5712	2	53	106.0	26.5	
5812	5706	2	53	106.0	26.5	
5805	5700	2	52.5	105.0	26.3	
5780	5661	2	59.5	119.0	29.8	
5776	5665	2	55.5	111.0	27.8	
5763	5660	2	51.5	103.0	25.8	
5771	5666	2	52.5	105.0	26.3	
5778	5663	2	57.5	115.0	28.8	
5765	5670	2	47.5	95.0	23.8	
5770	5665	2	52.5	105.0	26.3	26.6 ± 3

b) Résultats obtenus pour une marche de 4 monocouches déposée sur une base de 5.

λ (10^{-1}nm)	λ^1 (10^{-1}nm)	N	$\lambda - \lambda^1/2$ (10^{-1}nm)	τ (10^{-1}nm)	$\tau/4$ (10^{-1}nm)	$\overline{\tau/4}$ (10^{-1}nm)
5363	5148	1	107.5	107.5	26.9	
5342	5150	1	96	96.0	24.0	
5571	5362	1	104.5	104.5	26.1	
5563	5353	1	105	105.0	26.3	
5564	5349	1	107.5	107.5	26.9	26.0 ± 1.5

Contrairement à la méthode du canal, même en ayant un nombre limité de monocouches, les résultats de mesure d'épaisseur obtenus par cette méthode correspondent bien avec la longueur théorique de la chaîne d'arachidate de cadmium, soit de 2.65 nm. Ce résultat confirme l'hypothèse suivant laquelle les molécules d'arachidate de cadmium en monocouches s'orientent à angle droit par rapport à la surface. Cependant, il faut ajouter que nous n'avons pas utilisé les bas ordres d'interférences (1 et 2) lorsque nous avons employé la méthode du canal. En effet, nous en étions à nos premiers essais avec la technique interférométrique. Par ailleurs, Shirahata et Scott¹² affirment que la méthode de la marche est beaucoup plus satisfaisante que celle du canal.

Des études ont aussi été faites sur des marches encore plus épaisses, telles que 10 monocouches, mais nous avons remarqué qu'il se formait un mini escalier dont chaque marche était constituée d'une paire de monocouches. Ainsi, vu l'étendue du saut, les mesures d'épaisseurs devenaient irréalisables. La formation de ce mini escalier était probablement due à la baisse du niveau de l'eau dans le bain lors de la déposition. Il serait possible d'éviter cette baisse de niveau en reliant le bain à un réservoir d'eau qui ramènerait continuellement l'eau à son niveau initial.

b. Multicouches de 2 monocouches formées sur une base de 5 monocouches.

Toutes les lectures par cette méthode ont été faites à ordre 1 ou 2. Les tableaux XI, XII et XIII présentent les lectures détaillées et les résultats de l'épaisseur pour trois lamelles différentes. Lorsque les franges n'étaient pas droites, lorsqu'elles étaient irrégulières ou lorsque le contraste n'était pas jugé satisfaisant, les mesures étaient négligées dans le calcul de la moyenne.

TABLEAU XI: Epaisseurs mesurées à 5 endroits différents pour une marche
de 2 monocouches déposée sur une base de 5. Lamelle 58

λ (10 ⁻¹ nm)	λ^1 (10 ⁻¹ nm)	N	$\lambda - \lambda^1/2$ (10 ⁻¹ nm)	τ (10 ⁻¹ nm)	$\tau/2$ (10 ⁻¹ nm)	$\overline{\tau/2}$ (10 ⁻¹ nm)	Qualité des Franges
5512	5460	2	26.0	52.0	26.0		très bon contraste, droites largeur ≈ 2.3 nm
5505	5453	2	26.0	52.0	26.0		
5495	5443	2	26.0	52.0	26.0		
5493	5441	2	26.0	52.0	26.0		
5490	5437	2	26.5	53.0	26.5	26.1 \pm .3	
5691	5640	2	25.5	51.0	25.5		bon contraste droites largeur ≈ 3.7 nm
5680	5625	2	27.5	55.0	27.5		
5682	5628	2	27.0	54.0	27.0		
5682	5627	2	27.5	55.0	27.5		
5678	5625	2	26.5	53.0	26.5	26.8 \pm 1	
5582	5527	2	27.5	55.0	27.5		très bon contraste, droites largeur ≈ 1.2 nm
5579	5525	2	27.0	54.0	27.0		
5572	5518	2	27.0	54.0	27.0		
5570	5519	2	25.5	51.0	25.5		
5568	5515	2	26.5	53.0	26.5	26.7 \pm 1	
5686	5632	2	27.0	54.0	27.0		très bon contraste, droites largeur ≈ 2.2 nm
5689	5633	2	28.0	56.0	28.0		
5688	5634	2	27.0	54.0	27.0		
5685	5632	2	26.5	53.0	26.5		
5686	5631	2	27.5	55.0	27.5	27.2 \pm .8	
5772	5720	2	26.0	52.0	26.0		très bon contraste, droites largeur ≈ 3.0 nm
5770	5715	2	27.5	55.0	27.5		
5768	5712	2	28.0	56.0	28.0		
5764	5710	2	27.0	54.0	27.0		
5762	5708	2	27.0	54.0	27.0	27.1 \pm 1	

TABLEAU XII: Epaisseurs mesurées à 3 endroits différents pour une marche de 2 monocouches déposée sur une base de 5. Lamelle 70

λ (10 ⁻¹ nm)	λ^1 (10 ⁻¹ nm)	N	$\lambda - \lambda^1/2$ (10 ⁻¹ nm)	τ (10 ⁻¹ nm)	$\tau/2$ (10 ⁻¹ nm)	$\overline{\tau/2}$ (10 ⁻¹ nm)	Qualité des Franges
5400	5347	2	26.5	53.0	26.5		bon contraste droites largeur \approx 1.8 nm
5401	5346	2	27.5	55.0	27.5		
5393	5340	2	26.5	53.0	26.5		
5395	5345	2	25.0	50.0	25.0		
5394	5342	2	26.0	52.0	26.0	26.3 \pm 1.3	
Pour un même endroit mais avec N* = 1							
5719	5615	1	52.0	52.0	26.0		bon contraste très légèrement inclinées. largeur \approx 2.8 nm
5715	5611	1	52.0	52.0	26.0		
5718	5610	1	54.0	54.0	27.0		
5711	5607	1	52.0	52.0	26.0		
5705	5605	1	50.0	50.0	25.0	26.0 \pm 1	
							très bon contraste droites largeur \approx 4.0 nm
5279	5172	1	53.5	53.5	26.8		
5269	5165	1	52.0	52.0	26.0		
5258	5157	1	50.5	50.5	25.3		
5240	5136	1	52.0	52.0	26.0		
5227	5121	1	53.0	53.0	26.5		
Même endroit mais une demi-heure après							bon contraste légèrement inclinées largeur \approx 4.0 nm
5180	5073	1	53.5	53.5	26.8		
5178	5075	1	51.5	51.5	25.8	26.2 \pm .8	bon contraste légèrement inclinées largeur \approx 4.0 nm
5500	5400	1	50.0	50.5	25.0		
5501	5395	1	53.0	53.0	26.5		
5499	5390	1	54.5	54.5	27.3		
5494	5385	1	54.5	54.5	27.3		largeur \approx 4.0 nm
5480	5380	1	50.0	50.0	25.0	26.2 \pm 1.2	

TABLEAU XIII: Epaisseurs mesurées à 5 endroits différents pour une marche de 2 monocouches déposée sur une base de 5. Lamelle 72

λ (10^{-1}nm)	λ^1 (10^{-1}nm)	N	$\lambda - \lambda^1/2$ (10^{-1}nm)	τ (10^{-1}nm)	$\tau/2$ (10^{-1}nm)	$\overline{\tau/2}$ (10^{-1}nm)	Qualité des Franges
5203	5099	1	52.0	52.0	26.0		bon contraste assez inclinées largeur ≈ 4.5 nm
5205	5097	1	54.0	54.0	27.0		
5201	5097	1	52.0	52.0	26.0		
5202	5100	1	51.0	51.0	25.5		
5205	5098	1	53.5	53.5	26.8	$26.3 \pm .8$	
5542	5441	1	50.5	50.5	25.3		bon contraste légèrement inclinées largeur ≈ 4.0 nm
5400	5299	1	50.5	50.5	25.3		
5400	5298	1	51.0	51.0	25.5		
5399	5296	1	51.5	51.5	25.8		
5403	5299	1	52.0	52.0	26.0	$25.6 \pm .4$	
5470	5367	1	51.5	51.5	25.8		bon contraste légèrement inclinées largeur ≈ 5.0 nm
5470	5364	1	53.0	53.0	26.5		
5470	5367	1	51.5	51.5	25.8		
5469	5365	1	52.0	52.0	26.0		
5464	5361	1	51.5	51.5	25.8	$26.0 \pm .4$	
5487	5378	1	54.5	54.5	27.3		bon contraste légèrement inclinées largeur ≈ 3.0 nm
5492	5382	1	55.0	55.0	27.5		
5492	5380	1	56.0	56.0	28.0		
5494	5382	1	56.0	56.0	28.0		
5491	5380	1	55.5	55.5	27.8	$27.7 \pm .4$	
5410	5308	1	51.0	51.0	25.5		bon contraste légèrement inclinées largeur ≈ 2.2 nm
5411	5300	1	55.5	55.5	27.8		
5410	5300	1	55.0	55.0	27.5		
5407	5297	1	55.0	55.0	27.5		
5421	5316	1	52.5	52.5	26.3	26.9 ± 1.2	

L'épaisseur moyenne pour une monocouche est calculée sur cinq lectures par site. Les épaisseurs moyennes ainsi trouvées sont données au tableau XIV pour toutes les lamelles ainsi qu'à la figure 28.

Autant que possible, on choisissait cinq endroits différents de lecture par lamelle. Mais, fréquemment il nous était impossible d'obtenir cinq endroits différents puisque sous la compression exercée entre les lamelles, les surfaces d'argent se détérioraient ce qui les rendait inutilisables. On a noté que certaines lamelles ne résistaient pas à la compression et elles se brisaient. Afin de remédier à ce bris, nous avons couvert les plaques d'un ruban adhésif à l'endroit où le cylindre d'aluminium de la section e vient s'appuyer.

L'épaisseur moyenne résultante donnée au tableau XIV est la moyenne de toutes les épaisseurs moyennes déterminées à chaque endroit de lecture sur les lamelles. Telle que donnée au tableau XV, cette épaisseur concorde très bien, compte tenu de la différence des diamètres atomiques pour le barium et le cadmium, avec l'épaisseur mesurée par Shirahata et Scott¹² pour l'arachidate de barium. Ces auteurs recouvraient la multicouche d'un mince film de collo-^{29,30}dion afin de la protéger lors de son séjour sous vide. Sans l'emploi de cette couche protectrice, Srivastava et Verma^{10,11} ont obtenu pour un bon nombre d'acides gras des résultats qui correspondent aux mesures obtenues par rayons-X.^{11,19} Dans les cas de sels de barium d'acide gras étudiés par Srivastava et Verma¹³ ainsi que pour l'arachidate de cadmium étudié dans le présent travail, il n'apparaît pas nécessaire d'employer une couche protectrice puisque sans son emploi les résultats obtenus sont très satisfaisants. On conclut que les multicouches de ces sels d'acides gras ne sont pas significativement altérées sous vide¹³ (10^{-5} à 10^{-7} Pa).

TABLEAU XIV: Epaisseurs moyennes pour une monocouche mesurées à différents endroits sur les lamelles.

Lamelle	Epaisseur moyenne d'une monocouche pour différents endroits sur la lamelle(10^{-1} nm)				
36	Franges inadéquates				
37	Franges inadéquates				
38	27.5				
39	Franges inadéquates				
40	autre emploi				
41	26.6				
42	Franges inadéquates				
43	27.1	27.8			
44	autre emploi				
45	Franges inadéquates				
46	26.0				
47	27.5	28.7			
48	Franges inadéquates				
49	Impossibilité d'obtenir de bas ordres				
57	Franges inadéquates				

Lamelle	Epaisseur moyenne d'une monocouche pour différents endroits sur la lamelle(10^{-1} nm)				
58	26.1	26.8	26.7	27.2	27.1
59	brisée sous la compression				
60	Franges inadéquates				
61	24.0	25.2			
62	Impossibilité d'obtenir de bas ordres				
63	27.3	26.5			
64	26.5				
65	25.6				
66	26.7	27.5			
67	Impossibilité d'obtenir de bas ordres				
68	brisée sous la compression				
69	Mauvaise déposition				
70	26.2	26.2	26.2		
71	26.8				
72	26.3	25.6	26.0	27.7	26.9

Epaisseur moyenne résultante: 2.66 ± 0.11 nm

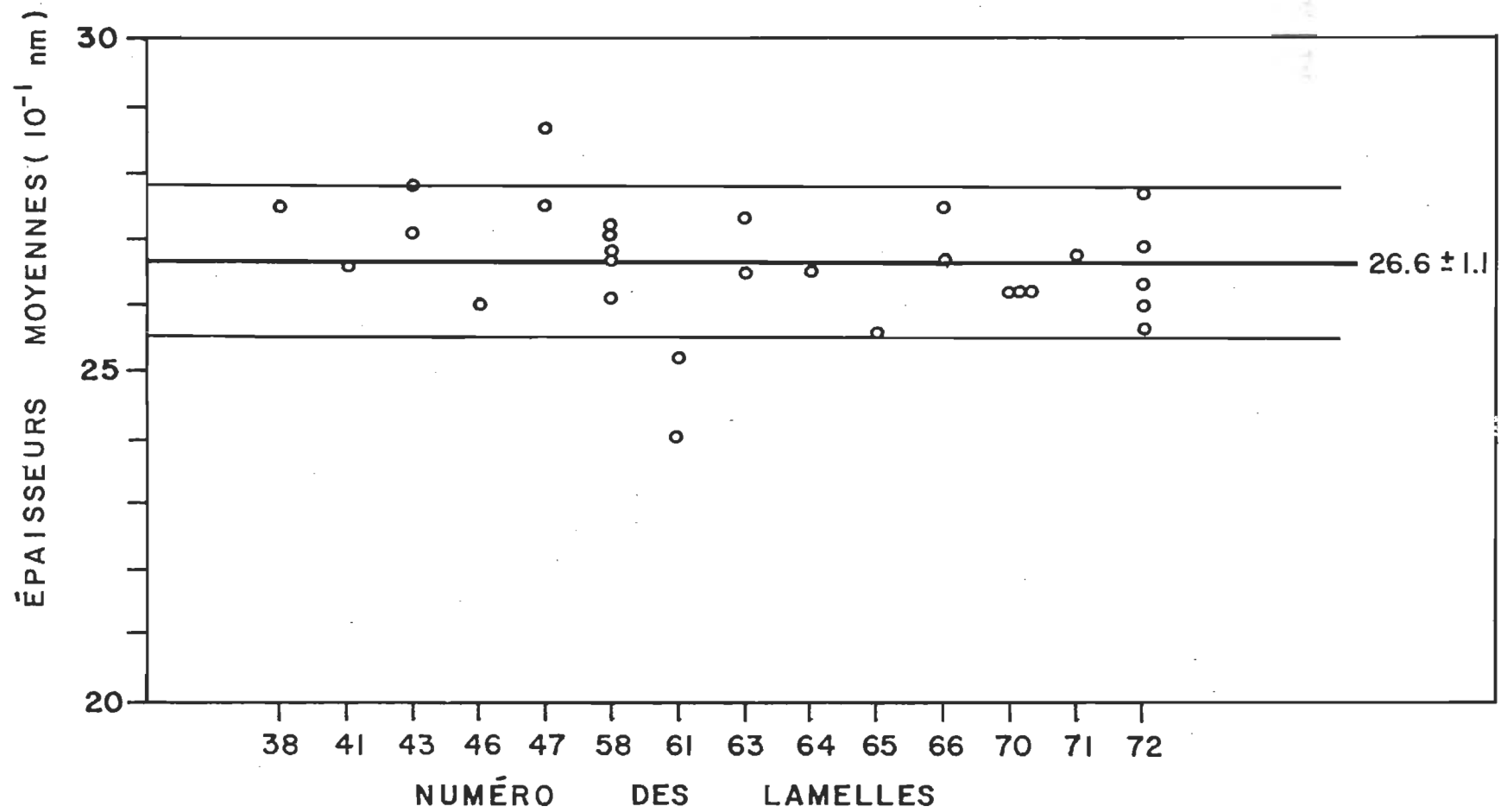


FIGURE 28: Epaisseurs moyennes pour une monocouche mesurées à différents endroits sur les lamelles.

TABLEAU XV: Epaisseur d'une monocouche pour deux différents sels de l'acide arachidique.

Sels	Epaisseur d'une monocouche	Auteurs	Référence
arachidate de barium	2.78 nm	R. Shirahata G.D. Scott	12
arachidate de cadmium	<u>2.66 nm</u>	R. Villemure R.M. Leblanc	Présent ouvrage

Diamètre atomique du barium: 0.444 nm^{34}

Diamètre atomique du cadmium: 0.308 nm^{34}

Différence: 0.136 nm

(arachidate de
barium)

—

(différence des
diamètres atomiques)

2.780 nm

—

0.136 nm

= 2.64_4 nm

4.2 Comparaison des résultats obtenus par la méthode du canal et celle de la marche

En utilisant la méthode du canal, nous avons déterminé l'épaisseur d'un arrangement de molécules d'acide arachidique, arrangement variant d'une à dix-neuf monocouches. Une vingtaine de lamelles ont été nécessaires pour évaluer la précision de la méthode du canal. Cette méthode ne permet pas de mesurer l'épaisseur d'un faible nombre de monocouches (inférieur à 9) sur la surface de la lamelle.

Plusieurs lamelles portant de une à neuf monocouches ont présenté des mesure incohérentes. A titre d'exemple, les lamelles numérotées 1, 4 et 5 dans le tableau III (p. 65) donnent des épaisseurs moyennes variant de 1.98 nm à 6.13 nm. Deux interprétations peuvent être apportées pour expliquer cette variation importante dans la mesure expérimentale. En premier lieu, la technique de fabrication du canal pourrait endommager le système monomoléculaire lorsque nous avons un nombre de monocouches inférieur à 9. En second lieu, la présence de trace d'impureté affecterait grandement la mesure expérimentale lors de la déposition d'un faible nombre de monocouches sur la surface de la lamelle.

La détermination de l'épaisseur d'un système de multicouche (9 monocouches et plus) donne une mesure réaliste (2.63 nm, moyenne de 10 mesures), bien que les lamelles portant les numéros 7 et 13 (pp. 66 et 67) pour un système de neuf monocouches donnent respectivement une épaisseur de 1.24 ± 0.03 et 1.75 ± 0.41 nm, résultat éloigné de la valeur de référence 18, soit 2.65 ± 0.10 nm. Dans ce cas, nous n'avons pas d'explication autres que celles déjà mentionnées.

Dans l'ensemble des mesures expérimentales, nous devons admettre que la méthode du canal n'apporte pas une grande précision dans la mesure expérimentale. En utilisant l'ordre 1, l'incertitude sur l'épaisseur est de ± 0.1 nm; par conséquent, les difficultés expérimentales inhérentes à la préparation des monocouches et à la technique de fabrication du canal affectent grandement la précision de la mesure expérimentale. Afin d'augmenter cette précision, nous avons employé une seconde méthode pour examiner l'épaisseur d'un système de multicouche, soit la méthode de la marche (pp. 11 et 74).

L'épaisseur mesurée à différent ordre (1, 2 et 3) pour une marche de 6 monocouches déposée sur une base de 9 monocouches montre une plus grande précision de la mesure expérimentale pour l'observation à un ordre de 1 (tableau IX, p. 75), soit 2.66 ± 0.08 nm. Une valeur de 2.60 ± 0.15 nm est obtenue dans le cas d'une marche de 4 monocouches déposée sur une base de 9 monocouches (tableau X, p. 76), l'ordre d'interférence étant de 1. Dans les deux systèmes, les mesures expérimentales ont été faites au même endroit sur la lamelle. Si nous déterminons l'épaisseur à différents endroits sur la même lamelle, on note une cohérence dans les résultats obtenus; les lamelles 58 (p. 78), 70 (p. 79) et 72 (p. 80) montrent une mesure d'épaisseur qui se situe en général à l'intérieur de l'incertitude, soit ± 0.1 nm. La figure 28 (p. 82a) donne la répartition des épaisseurs moyennes en fonction du numéro des lamelles. Pour une même lamelle, les résultats obtenus à différents endroits ont aussi été mis dans le graphique. On note que la majorité des points expérimentaux se situent à l'intérieur de l'intervalle d'incertitude ± 0.1 nm, la valeur moyenne expérimentale étant de 2.66 ± 0.11 nm.

Ainsi, il ne fait aucun doute que la méthode de la marche donne des résultats expérimentaux comparables à la valeur de référence. Cette méthode, contrairement à celle du canal, n'altère pas la multicouche; cette différence dans la préparation de l'échantillon pour la mesure d'épaisseur serait le principal facteur à considérer entre les deux méthodes. La méthode du canal est donc défavorisée par rapport à celle de la marche.

La qualité des franges (finesse et contraste) demeure un facteur prédominant sur l'incertitude de la lecture. En général, si on observait une incertitude supérieure à $\pm 1\text{\AA}$ sur la lecture des franges, nous avons négligé la mesure de l'épaisseur de la multicouche (lamelle rejetée). Par conséquent, une incertitude sur les franges de $\pm 1\text{\AA}$ correspond à une incertitude sur la mesure de l'épaisseur de $\pm 1\text{\AA}$ si l'ordre d'interférence l est employé. En effet, le terme $\tau = (\lambda^0 - \lambda^1)N/2$ de l'équation 33 (p. 21) montre que pour $N=1$ et une incertitude de $\pm 1\text{\AA}$ sur $\lambda^0 - \lambda^1$, nous obtenons une incertitude de $\pm 1\text{\AA}$ sur τ , soit l'épaisseur de la multicouche.

4.3 Résultats obtenus avec le rétinol.

Un collègue de biophysique, en l'occurrence Michel Désilets³¹, a mesuré l'épaisseur d'une multicouche de rétinol par interférométrie. Il a obtenu ses résultats en utilisant l'appareil que nous avons construit. Il s'agissait de vérifier la conclusion à laquelle étaient arrivés Hotchandani, Leblanc et Boucher³² par études spectroscopiques, soit que l'angle d'orientation des molécules tout-trans rétinol en monocouches est plus grand que 57 degrés.

Les résultats obtenus pour trois lamelles ayant une multicouche formée de 4 monocouches sont 6.0 ± 1.6 nm, 5.1 ± 1.1 nm et 5.9 ± 0.6 nm. Ce résultat amène à une épaisseur moyenne pour une monocouche de 1.4 ± 0.3 nm. Comme la longueur théorique d'une chaîne de trans-rétinol est d'environ 1.5 nm³³ l'angle d'orientation des molécules en monocouche devrait être de 71 ± 20 degrés.

Ces résultats laissent bien entrevoir que l'angle est supérieur à 57 degrés. En considérant les deux mesures d'épaisseurs pour 4 monocouches qui sont près de 6.0 nm on arrive à la conclusion que les molécules de trans-rétinol en monocouches auraient un angle d'orientation de 90 degrés par rapport à la lamelle.

Nous croyons que les mesures effectuées sur trois lamelles ne permettent pas une conclusion définitive d'autant plus que les lectures ont été prises avec des ordres relativement élevés tels que 6 ou 7. Plusieurs expériences devraient être répétées ce qui permettrait d'amasser des résultats en prenant les lectures avec l'ordre 1 ou 2 où la précision devient maximale.

DISCUSSION

Il est souhaitable de travailler avec le plus bas ordre possible. En effet, puisque pour une erreur de lecture de ± 0.2 nm sur $(\lambda - \lambda^1)$ (voir équation 33), on se retrouve avec une incertitude de ± 0.1 nm sur l'épaisseur mesurée lorsqu'on emploie l'ordre 1. Dans le cas de l'ordre 2 cette incertitude double, pour l'ordre 3 elle triple et continue ainsi d'augmenter avec l'ordre. Un autre moyen d'augmenter la précision lorsqu'on veut mesurer l'épaisseur d'une monocouche est d'augmenter le nombre de monocouches. Ainsi, l'incertitude sur l'épaisseur de la multicouche divisée par le nombre de monocouches devient l'incertitude sur l'épaisseur d'une monocouche. Cette procédure est valable à la condition que la limite de déposition reste la même pour chaque paire de monocouches déposées lorsque nous utilisons la méthode du saut à la limite de déposition (voir section 4.1.2). Il est à noter que l'épaisseur d'une monocouche ne doit pas varier avec le nombre de monocouches formant l'arrangement multicouche. S'il y a variation, elle pourrait venir d'un changement dans l'angle d'orientation ou encore d'une déposition désordonnée qui se produirait à la suite de la déposition d'un nombre important de monocouches.

Suite à la localisation des franges à l'aide de l'ajustement du boulon principal et des boulons secondaires, il est bon de laisser reposer le système avant de prendre les lectures. En effet, puisque les lamelles continuent légèrement à se déformer changeant ainsi leur espacement, cette situation amène un déplacement des franges le plus souvent vers les longueurs d'onde courtes. Il est possible de remarquer ce phénomène en observant dans le tableau XI les

lectures pour un même endroit sur la lamelle. Le changement vers les longueurs d'onde courtes implique que les lamelles continuent à se rapprocher. Aussi, à l'occasion, lorsque l'ordre 1 n'est pas obtenu, il suffit d'attendre une quinzaine de minutes pour laisser stabiliser les lamelles. Ceci a pour effet de réduire davantage leur espacement. Ensuite, un léger réajustement des boulons secondaires permet d'obtenir l'ordre 1.

Suggestions

Spectroscope.

En utilisant l'ordre 1 nous obtenons une précision de ± 0.1 nm sur l'épaisseur mesurée. Si nous désirons une plus grande précision, il serait nécessaire en premier lieu, d'utiliser un spectroscope ayant une plus grande précision (soit de 0.01 à 0.001 nm) et, en second lieu, d'introduire dans le calcul des résultats la correction qu'il faut apporter dû à la dispersion du changement de phase sur la réflexion, telle que proposée par l'équation (33). Nous pourrions ainsi obtenir une erreur inférieure à 1% sur l'épaisseur mesurée.

Source et système optique.

Afin d'augmenter la précision des lectures, il serait possible d'employer une source ponctuelle plus intense ou encore d'amener le maximum d'intensité de la source à un faisceau parallèle, concentré aux dimensions utiles. L'augmentation de l'intensité lumineuse permettrait de réduire davantage l'ouverture de la fente du spectroscope ce qui amènerait une meilleure résolution. Ainsi, avec une intensité augmentée, il serait alors possible d'accroître le pouvoir de réflexion de la surface argentée de la plaque supérieure. Il s'en suivrait une augmentation de la finesse des franges. En effet, la demi-largeur des franges est donnée par la formule ¹⁵ $\frac{1}{N} \left(\frac{(1 - R)}{\pi \sqrt{R'}} \right)$ où N est l'ordre et R est le

pouvoir de réflexion des surfaces argentées, on voit que cette demi-largeur diminue lorsque la valeur de R tend vers 1.

Système recevant les lamelles.

En ce qui concerne le système recevant les lamelles pour fins de compression (voir p. 39), nous trouvons qu'il remplit adéquatement sa fonction puisqu'il permet d'obtenir par une minutieuse compression des lamelles, les bas ordres utiles aux mesures précises. D'autre part, il serait possible de redistribuer les aiguilles actionnées par les boulons secondaires de la section e afin d'éviter la détérioration des surfaces argentées sur la limite de déposition. Souvent cet inconvénient réduisait le nombre de positions de lectures à une ou deux au lieu de cinq comme on prévoyait.

Couche protectrice.

Lorsqu'on étudie l'épaisseur de films qui sont altérés sous le vide, il est possible de couvrir les films d'une fine couche protectrice de collodion.^{12,29,30} Tel que suggéré par Shirahata et Scott,^{12,14} cette couche protectrice de collodion devrait être employée en tout temps puisqu'elle améliore la qualité des franges et de ce fait la précision des mesures.

CONCLUSION

La similitude entre les résultats d'épaisseur en monocouches (2.66 nm) et la longueur théorique de la chaîne dans le cas de l'arachidate de cadmium, (2.65nm) nous amène à conclure que les molécules d'arachidate de cadmium en monocouches s'orientent presque à angle droit avec la surface de la lamelle. Par le fait même, ces études d'épaisseur de films monomoléculaires pour l'arachidate de cadmium ainsi que pour le tout - trans rétinol ont fourni un bon examen auquel notre appareil a su répondre. Il devrait être possible à l'aide de cet appareil, basé sur une technique interférométrique à faisceaux multiples, de mesurer l'épaisseur de films de 1 à 1000 nm d'épais avec une possibilité de précision de ± 0.1 nm lorsque le premier ordre est utilisé, à la condition que ces films puissent être déposés sur une lamelle microscopique. Pour ce faire, il suffit de prendre une des approximations théoriques présentées au chapitre I correspondant aux conditions et besoins expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

1. K.B. Blodgett, J. Amer. Chem. Soc. 57, 1007 (1935).
2. K.B. Blodgett and I. Langmuir, Phys. Rev. 51, 964 (1937).
3. K.B. Blodgett, J. Phys. Chem. 41, 975 (1937).
4. I. Langmuir, Proc. Roy. Soc. A. 170, 1 (1939).
5. C. Holley, Phys. Rev. 51, 1000 (1937).
6. S. Tolansky, Multiple Beam interferometry of surfaces and Films (Clarendon Press, Oxford, 1948).
7. J.S. Courtney-Pratt, Nature 165, 346 (1950)
8. J.N. Israelachvili, J. Colloid Interface Sci. 44, 259 (1973)
9. J.N. Israelachvili and D. Tabor, Nature (London) Phys. Sci. 241, 148 (1973).
10. V.K. Srivastava and A.R. Verma, Proc. Phys. Soc. 80, 222 (1962).
11. V.K. Srivastava and A.R. Verma, Solid State Commun. 4, 367 (1966).
12. R. Shirahata and G.D. Scott, Appl. Opt. 10, 2192 (1971).
13. V.K. Srivastava, Appl. Opt. 12, 936 (1973).
14. R. Shirahata and G.D. Scott, Appl. Opt. 12, 936 (1973).
15. G. D. Scott, Symposium on Vacuum Technology (Pergamon, New York, 1957), p. 24.
16. G. D. Scott, J. Opt. Soc. Am. 48, 858 (1958).
17. G. D. Scott, T.A. Mc Lauchlan and R.S. Sennett, J. Appl. Phys. 21, 843 (1950).

18. Halina Checinsha, Optica Applicata III, I, p. 73 (1973).
19. R.T. O'Connor, Fatty Acids, Ed. K.S. Markley (Interscience, New York, 1960) p. 285.
20. G. Bruhat, Cours de Physique Générale (Optique), 6e édition par A. Kastler, Masson & Cie, pp. 147-151 (1965).
21. Maurice Françon, Vibrations Lumineuse, optiques cohérentes, Dunod Université, Paris (1970), pp. 104-113.
22. J.M. Bennett, J. Opt. Soc. Amer. 54, 612 (1964).
23. C.J. Koester, J. Opt. Soc. Amer. 48, 255 (1958).
24. W.F. Koehler, J. Opt. Soc. Amer. 45, 934 (1955).
25. G.D. Scott and R. Shirahata, J. Opt. Soc. Amer. 61, 131 (1971).
26. G.C. Bakey, Rev. Sci. Instrum. 37, 9 (1966).
27. W.A. Feibelman, J. Opt. Soc. Amer. 46, 994 (1956).
28. Geneviève Galinier, Importance du transfert d'énergie dans le système Chlorophylle/B-Carotène à l'aide d'un spectrofluorimètre laser.
Thèse de Maîtrise (1974) Université du Québec à Trois-Rivières, Canada.
29. R. Shirahata, Thèse de Maîtrise (1969), Université de Toronto, Canada.
30. Desmond Kay, ed., Techniques for Electron Microscopy. Oxford, Blackwell Scientific publication, pp. 61-62 (1965).
31. Michel Désilets, "Détermination de l'épaisseur d'une multicouche de rétinol par interférométrie". Projet de fin d'étude et de recherche présenté au Dr R.M. Leblanc, le 25 avril 1977 à l'Université du Québec à Trois-Rivières, Canada.
32. S. Hotchandani, R.M. Leblanc and F. Boucher, Vision Res. 15, 605 (1975)
33. S.S. Brody, Zeit. Natur. 28, 157 (1973).

34. E.H. Sargent & Co., "Table of periodic properties of the elements",
Catalog Number S-18806, copyright (1962) Dyna - Slide Co.

APPENDICE A

Caractéristiques et provenance des matériaux formant le bain de Langmuir.

<u>Matériaux</u>	<u>Provenance</u>
<u>Bain A</u>	
longueur 33 cm	Assemblé à l'atelier de mécanique de l'U.Q.T.R.
largeur 14.5 cm	
profondeur 5 cm	
<u>Bain B</u>	
longueur 40 cm	Assemblé à l'atelier de mécanique de l'U.Q.T.R.
largeur 22 cm	
profondeur 7 cm	
<u>Flotteur de mica</u>	
longueur 12.7 cm	Cenco Central Scientific Company.
largeur 0.6 cm	
épaisseur 0.0038 cm	
<u>Fil de torsion</u>	
diamètre 0.023 cm	Fender Musical Instruments Fullerton, California.
acier inoxydable	
<u>Feuilles d'or</u>	
longueur 3 à 4 cm	Geo M. Whiley Ltd Ruislip. Middx.
largeur .5 à .6 cm	
épaisseur 0.0006 cm	
<u>Balancier d'aluminium</u>	
longueur du fil de torsion au flotteur 7.5 cm	Machiné à l'atelier de mécanique de l'U.Q.T.R.
longueur du fil de torsion au crochet 7.5 cm	

Ruban adhésif de teflon

largeur 2.54 cm
teflon tape, type T

Commercial Plastics And Supply,
Montréal, Québec.

Cage en plexiglass

Assemblé à l'atelier de mécanique de l'U.Q.T.R.

Chambre à air purifié

"Particulate air
filter"

Reuter Stokes
Cleveland, Ohio.

APPENDICE B

Provenance des composés et composants utilisés lors de la préparation des lamelles.

<u>Matériaux</u>	<u>Fournisseur</u>
<u>Acide arachidique</u>	
Pureté 99% et plus	Applied Science Laboratories Inc.
<u>Diéthyléther</u>	
Pureté 99%	Analar, B.D.H. Dorval, P.Q.
<u>Plasma Cleaner</u>	
(3" vacuum envelope)	Harrick Scientific Corporation, OSSI. N.Y. U.S.A.
<u>Evaporateur métallique</u>	
Par effet Joule sous un vide de 10^{-5} à 10^{-7} Pa.	Riber Société Française d'Ultra- Vide.
<u>Argent</u>	
Size # 22	E.H. Sargent & Co., Scientific
Pureté 99.5 à 99.8%	Laboratory instruments apparatus chemicals.

APPENDICE C

Provenance des composantes interférométriques.

<u>Composantes</u>	<u>Fournisseurs</u>
<u>Source ponctuelle</u>	
Concentrated-arc-lamp diamètre .1 mm	Sylvania Electric Products Inc., New York 19, N.Y.
<u>Source d'alimentation</u>	
Power supply unit for 10 watts concentrated- arc-lamp, type G 163R	George W. Gates & Co. Inc., Franklin Square, N.Y.
<u>Tesla coil</u>	
H.F. Tester model T2 200/250 volts associé à un H.T. unit type 1	Edwards High Vacuum Ltd, Crawley, Sussex, Angleterre.
<u>Système contenant les plaques interférométriques</u>	
*Les sections a, b, d et e	Fabriquées à l'atelier de mécani- que de l'U.Q.T.R.
*La section c	Gaertner Scientific Corporation, Chicago.
<u>Microscope</u>	
Olympus Tokyo	Canadien Laboratory Supplies Co. Ltd, Montréal.
<u>Prisme</u>	
Prime à 90° Optical glass 25 mm - 25mm	Esco Product 171- Oak Ridge Road, Oak Ridge, New Jersey, 07438.

Support à prisme

Fabriqué à l'atelier de m  cani-
que de l'U.Q.T.R.

Support à source

Fabriqué à l'atelier de m  cani-
que de l'U.Q.T.R.

Spectroscope

No D 2303

Adam Hilger Ltd, London England

Système employé à produire un
canal dans un film mince

- * Le balancier et la
base
- * La platine (c'est la
platine du microscope)

Fabriqués à l'atelier de m  cani-
que de l'U.Q.T.R.

Canadien Laboratory Supplies Co.,
Ltd, Montréal.